



Apport de la bipolarisation, du traitement adaptatif du signal et de la multirésolution à l'élimination du fouillis ionosphérique pour les radars haute fréquence à ondes de surface

Florent Jangal

► To cite this version:

Florent Jangal. Apport de la bipolarisation, du traitement adaptatif du signal et de la multirésolution à l'élimination du fouillis ionosphérique pour les radars haute fréquence à ondes de surface. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00257608v2

HAL Id: tel-00257608

<https://theses.hal.science/tel-00257608v2>

Submitted on 30 Sep 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité
Sciences pour l'Ingénieur

Présentée par
M. Florent JANGAL

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Apport de la bipolarisation, du traitement adaptatif
du signal et de la multirésolution à l'élimination du
fouillis ionosphérique pour les radars haute fréquence
à ondes de surface.**

Soutenue le 16 novembre 2007

Devant le jury composé de :

Alain BOURDILLON, professeur de l'université de Rennes 1	Rapporteur
Christophe BOURLIER, chargé de recherches au CNRS - HDR	Rapporteur
Pierre-Yves JOUBERT, maître de conférence de l'ENS de Cachan	Examineur
Walid TABBARA, professeur de l'université Pierre et Marie Curie	Examineur
Gilbert AUFFRAY, ingénieur responsable d'unité, ONERA	Examineur
Marc HÉLIER, professeur de l'université Pierre et Marie Curie	Examineur
Stéphane SAILLANT, ingénieur, ONERA	Invité

« Et moi j'ai beau, j'ai beau chercher, en vain j'appelle mes souvenirs du temps passé. (...) Je n'ai pas souvenir du moindre souvenir. » Barbara.

À ce père légitime, mort trop tard
pour ignorer mon existence et mort trop
tôt pour pouvoir me reconnaître.

« Ce qui fut, cela sera, ce qui s'est fait se refera, et il n'y a rien de nouveau sous le soleil ! (...) Il n'y a pas de souvenir d'autrefois. (...) J'ai mis tout mon cœur à comprendre la sagesse et le savoir, la sottise et la folie, et j'ai compris que tout cela aussi est recherche du vent : beaucoup de sagesse, beaucoup de chagrin ; plus de savoir plus de douleur. (...) Au reste, mon fils, sois sur tes gardes ! On fait des livres à n'en pas finir, et trop étudier fatigue le corps. » L'Ecclésiaste.

À ma mère.

« Nous pouvons noter \hat{f} la transformée de Fourier de f ; mais nous ne pouvons pas noter $\hat{f}(x)$ la transformée de Fourier de $f(x)$. La variable de \hat{f} n'est pas celle de f (...). Nous pouvons écrire que la transformée de Fourier de $f(x)$ est $\widehat{f(x)}$, mais la vie est assez compliquée, et l'écriture des mathématiciens, pas assez rigoureuse, pour que l'on ait à se soucier de la largeur des chapeaux. » B.B. Hubbard.

À ma femme.



REMERCIEMENTS

Je souhaite, en premier lieu, remercier M. Hélier de m'avoir proposé ce travail de thèse. Je souhaite aussi remercier M. Auffray de m'avoir accueilli au sein de l'unité Radars Basse Fréquence.

Je remercie M. Saillant, ainsi que M. Hélier, pour leur encadrement tout au long de ce travail.

Je souhaite remercier toute l'équipe RBF, c'est-à-dire, Mlle Rannou, Mmes Benito et Bazin, MM. Urbani, Dugrosprez, Cheval, Nadal, Munoz, Molinié, Dorey, Mourot et Menelle. Certains pour leur sympathie ou leur sollicitude, d'autres pour leurs conseils ou leurs enseignements.

Je remercie Florent Mandereau, que j'ai encadré lors de son stage de Master, pour la confiance qu'il m'a accordée et l'apport de son travail sur la décomposition en modes empiriques.

Je remercie les personnes qui, au sein de l'Education Nationale, m'ont soutenu et encouragé dans ce projet de reconversion, notamment Mmes Clerc et Zarka. Je remercie aussi M. Lys pour ses nombreux conseils lors de l'élaboration de ce projet.

Je tiens à remercier ma femme pour la compréhension dont elle a fait preuve lors de mes déplacements et lors de ces derniers mois consacrés à la rédaction. Je dois, aussi, la remercier pour les corrections orthographiques qu'elle a apportées à ce document. Je remercie ma belle-mère pour son soutien logistique qui m'a permis de rédiger plus efficacement.

Je veux aussi remercier les nombreuses personnes, qui ont, sans le savoir, joué un rôle dans la réalisation de ce projet : des enseignants, des amis, des collègues, des parents, etc.

Enfin, je tiens à remercier ma mère de m'avoir transmis son goût du savoir.

RESUME

L'ONERA mène, depuis quelques années, des études sur les radars hautes fréquences à ondes de surface (RHFO). Afin d'évaluer la capacité effective de surveillance maritime de ce type de radar, l'ONERA envisage de se doter d'un système de mesure.

Le RHFO, grâce à sa capacité de détection au-delà de l'horizon radioélectrique, répond à la demande de couverture de larges zones maritimes. Classiquement, sa portée peut atteindre 500 km à 600 km, sous des azimuts de 90 à 120 degrés. Toutefois, le signal reçu par le radar contient la signature des cibles, le fouillis de mer (signal caractéristique de la propagation sur la surface de la mer) et le fouillis ionosphérique (signal rétrodiffusé par les instabilités d'ionisation dans l'ionosphère). Ces deux dernières contributions peuvent masquer des cibles car leur niveau est très important.

Les présents travaux consistent à définir les traitements permettant de réduire le fouillis ionosphérique pour améliorer les performances de détection du radar HF à ondes de surface.

La nature des signaux en présence et le système radar développé par l'ONERA ne permettent pas un traitement par polarimétrie, direction d'arrivée ou techniques adaptatives. Nous proposons d'exploiter les différences d'échelles de variations des signaux. Pour cela, nous avons développé des méthodes de séparation des contributions (cible, fouillis de mer et fouillis ionosphérique) ; nous utilisons l'analyse discrète en ondelettes, à une ou deux dimensions. L'avantage d'une telle approche est qu'elle permet de supprimer le fouillis ionosphérique, d'extraire le fouillis de mer (amélioration du calcul de paramètres océanographiques et amélioration de la détection de cibles) et de réduire le bruit inhérent au système radar.

MOTS CLEFS

Radar Doppler, hautes fréquences, ondelettes, ionosphère, fouillis, océanographie, ondes de surface, bipolarisation.

ABSTRACT

The French Aerospace Lab ONERA has been studying properties of high frequency surface wave radars (HFSWR). In order to assess the effective efficiency of those radars, the Lab is building its own system.

HFSWR, since they are not limited by the line of sight, allow to cover wide coastal areas. Typically, the coverage range can reach 500 km to 600 km, within an azimuth sector of 90° to 120°. However, in the received signal, target information is merged with sea clutter (signal resulting from interactions between the sea surface and the radar waves) and ionospheric clutter (signal backscattered by ionization instabilities which are flowing in the ionosphere).

So as to improve the HFSWR detection capabilities, our objective is to develop a way to mitigate the ionospheric clutter.

The signal properties and the features of the ONERA's radar system do not allow to use processing based on neither polarization nor adaptive techniques. We propose to take advantage of signal's variation scales. We have developed some wavelet-based algorithms, which are able to separate the signal's contribution (*i.e.* targets, ionospheric clutter and sea clutter). Those algorithms are using, one dimensional and two dimensional, discrete wavelet transforms. The interest of this kind of processing is that it can be used for clutter mitigation, remote sensing improvement and noise suppression.

KEY WORDS

Doppler radar, high frequency, wavelets, ionosphere, clutter, remote sensing, surface waves, bipolarization.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	5
RESUME	7
TABLE DES MATIERES	9
INTRODUCTION	15
PREMIERE PARTIE : ETAT DE L'ART	21
I Les ondes de surface.....	23
I.1 Propagation au-dessus du sol.....	23
I.2 Modélisation et propagation	24
II Les radars HF à ondes de surface	26
II.1 La zone économique exclusive	27
II.2 Météorologie marine à partir de mesures RHFOS	29
II.2.a Surface de la mer et résonances de Bragg.....	29
II.2.b Calcul des paramètres.....	32
II.3 Fouillis et RHFOS.....	34
III L'ionosphère.....	35
III.1 Structure de l'ionosphère (37) (38)	36
III.1.a Composition.....	36
III.1.b Ionisation	36
III.1.c Couches	38
III.2 Irrégularités d'ionisation	40
III.2.a Mécanismes d'irrégularités.....	40
III.3 Irrégularités et fouillis	44
III.3.a Condition d'observation du fouillis.....	44
IV Propagation dans l'ionosphère	45
IV.1 Indice	46
IV.2 La solution WKB	50
IV.3 Direction de propagation de l'énergie	51
IV.4 Modélisation de la propagation dans une irrégularité	52
V Techniques de suppression du fouillis	52
DEUXIEME PARTIE : POLARISATION THEORIQUE ET	
POLARISATION REELLE DANS L'IONOSPHERE.....	55
I Introduction.....	57

I.1	Position du problème	57
I.2	Rotation faraday.....	59
I.2.a	Favoriser la propagation transverse ?	59
I.3	La sortie de l'ionosphère	61
I.3.a	Polarisation en radar.....	61
I.3.b	Retour au RHFOS.....	62
I.4	Objectifs	63
II	Equations de propagation	63
II.1	Hamiltonien du système	64
II.2	Equations à intégrer.....	66
III	L'algorithme de Runge et Kutta	67
III.1	Principe	67
III.2	Pas adaptatif	68
IV	Organisation du programme	68
IV.1	Principe.....	68
IV.1.a	Structure.....	69
IV.1.b	Apport de la méthode de programmation	70
IV.1.c	Modification du programme	70
IV.2	Les modèles.....	70
V	Résultats	71
V.1	Validation	72
V.1.a	Courbe élévation-distance au sol.....	72
V.1.b	Origines des écarts.....	73
V.2	Autres résultats	73
V.2.a	Déformation	73
V.2.b	Polarisation	74
V.3	Erreurs de simulation	75
V.3.a	Point final du rayon.....	75
V.3.b	Remontée du rayon	75
VI	Simulation et réalité.....	76
 TROISIEME PARTIE : RECEVOIR LA POLARISATION		
HORIZONTALE ET MIEUX EMETTRE LES ONDES DE		
SURFACE		
		79
I	Introduction.....	81
II	Recevoir la polarisation horizontale	81
II.1	Contraintes.....	81

II.2 Les structures testées	84
II.2.a Diagrammes de rayonnement.....	84
II.2.b Essai de réduction des dimensions.....	89
III Mieux émettre les ondes de surface.....	92
IV Concevoir des antennes en HF.....	93
QUATRIEME PARTIE : APPORT DE LA MULTIRESOLUTION .	95
I Introduction.....	97
II Acquisition de signaux	97
II.1 Le radar NOSTRADAMUS.....	98
II.1.a Le système	98
II.2 La condition d'angle d'aspect.....	99
II.3 Les signaux obtenus.....	102
II.3.a Configuration du radar	102
II.3.b Signaux	102
III Cohérence et traitement adaptatif	103
III.1.a Principe du traitement adaptatif	103
III.1.b Cohérence du fouillis ionosphérique.....	105
III.1.c Doute sur l'efficacité	106
IV Multirésolution et ondelettes	107
IV.1 Temps, fréquence, position et échelle	107
IV.1.a Pavage de l'espace temps-fréquence.....	107
IV.1.b Multirésolution	110
IV.2 Multirésolution, ondelettes et filtrage.....	110
IV.2.a Existence des ondelettes et signification	111
IV.2.b Aspect filtrage	112
IV.3 Algorithme de Mallat et ondelettes de Daubechies	113
IV.3.a Algorithme de Mallat.....	113
IV.3.b Construction de Daubechies	115
IV.4 Applications.....	116
V Les traitements proposés	116
V.1 Ondelettes 1-D et traitement de l'image radar	117
V.1.a Premiers pas	117
V.1.b Méthode de traitement.....	120
V.1.c Résultats sur le fouillis ionosphérique	123
V.1.d Résultats sur le fouillis de mer.....	131
V.2 Ondelettes 1-D et traitement du signal radar.....	134
V.2.a Multirésolution dans \mathbb{C}	134

V.2.b Les signaux disponibles.....	135
V.2.c Premier traitement	136
V.2.d Traitement proposé	140
V.3 Ondelette 2-D	142
V.3.a Principe.....	142
V.3.b Traitement envisagé.....	143
V.3.c Résultats.....	143
V.4 Ondelettes 1-D et 2-D utilisées avec un traitement mixte	145
V.4.a Traitement proposé.....	147
V.4.b Résultats	148
VI Mise en œuvre des ondelettes	152
CONCLUSION	155
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS	159
ANNEXE 1 : PRINCIPES RADAR ET TRAITEMENT RADAR	
DOPPLER DISTANCE	161
ANNEXE 2 : PROPAGATION DANS L'IONOSPHERE	171
ANNEXE 3 : REPERES GEOMAGNETIQUE ET	
GEOGRAPHIQUE.....	185
ANNEXE 4 : ALGORITHME DE RUNGE-KUTTA ET	
REPRESENTATION ALGORITHMIQUE DU PROGRAMME DE	
TRACE DE RAYONS	187
ANNEXE 5 : REPRESENTATION UML DU PROGRAMME DE	
TRACE DE RAYONS	197
BIBLIOGRAPHIE	205
LISTE DES FIGURES	213

INTRODUCTION

Depuis plus d'un siècle, les grandes ondes sont utilisées pour réaliser des liaisons radiophoniques et radiotélégraphiques à grande distance. Les ondes courtes, quant à elles, ont été utilisées au cours du vingtième siècle pour réaliser des liaisons sur des distances plus faibles. Toutefois, les ondes courtes, ou ondes hautes fréquences (bande 3 MHz-30 MHz), sont réfléchies par l'ionosphère et peuvent se propager le long de la surface de la mer. Ainsi, les ondes Hautes Fréquences (HF) permettent d'effectuer des liaisons de plusieurs milliers de kilomètres en utilisant la réflexion sur l'ionosphère, ou de plusieurs centaines de kilomètres en utilisant la propagation le long de la surface de la mer.

Dans le domaine radar, l'utilisation des ondes HF permet d'« éclairer » des cibles se situant à plusieurs milliers de kilomètres ou plusieurs centaines de kilomètres, selon que la réflexion sur l'ionosphère ou que la propagation de surface est favorisée. Il est courant d'appeler un système utilisant l'ionosphère comme réflecteur, « radar haute fréquence à ondes de ciel » ; un système favorisant la propagation par ondes de surface est appelé « radar haute fréquence à ondes de surface » ou « RHFOS ».

Les radars fonctionnant à très haute fréquence (micro-ondes), indépendamment de leurs performances, ont une zone de couverture physiquement limitée à l'horizon radioélectrique (peu différent de l'horizon visible). Afin d'augmenter leur zone de couverture, leurs antennes doivent être placées en hauteur.

L'intérêt des systèmes hautes fréquences (HF) est de pouvoir couvrir des zones au-delà de l'horizon radioélectrique, tout en utilisant des antennes placées au niveau du sol. Les radars hautes fréquences sont communément appelés « radars transhorizon ».

La mise en place de la zone économique exclusive, ou ZEE (Convention dite de Montego Bay, signée le 10 décembre 1982), a provoqué un regain d'intérêt pour les hautes fréquences et la propagation par ondes de surface.

Les zones maritimes considérables que doivent surveiller les États membres des Nations Unies (11 035 000 km² pour la France), obligent ces États à trouver des solutions de veille originales et peu coûteuses.

L'utilisation des moyens opérationnels actuels (observations optiques ou micro-ondes, systèmes fixes ou embarqués) représenterait un coût trop important. De plus, malgré leur coût, ces moyens ne permettraient pas une observation globale de la zone économique exclusive. En effet, les capteurs étant limités par l'horizon (optique ou radioélectrique), les porteurs doivent se déplacer afin de couvrir toute la zone.

Le radar HF à ondes de surface est certainement l'outil de veille le plus adapté pour couvrir la ZEE (1) (2) (3). Il permet une couverture globale, disponible 24 heures sur 24 et 7 jours sur 7.

Le RHFOS peut être utilisé tant pour la surveillance militaire que pour la surveillance civile. Il peut, de plus, être embarqué sur des navires pour une utilisation en haute mer (4).

La surveillance de la ZEE n'est pas la seule application possible des RHFOS. En effet, l'onde utilisée par le radar se propage le long de la surface de la mer. Ainsi, il est possible d'extraire l'information contenue dans le signal radar, afin de réaliser des mesures ou des prévisions de météorologie marine. Le RHFOS peut, par exemple, être une alternative à l'extrapolation de mesures météo *in situ* (prévisions à court terme) ; il peut aussi être un élément d'initialisation supplémentaire pour les modèles de prévision à moyen terme (modèles CEPMMT(5)).

Des études sont, par ailleurs, menées afin de déterminer si le RHFOS est capable de détecter des nappes de pétrole qui dérivent à la surface de la mer (6).

Les radars hautes fréquences à ondes de surface sont l'objet de nombreuses études et réalisations, en France et à l'étranger.

Citons, entre autres, les installations de *ZenTechnical* aux Bahamas (Fig. 1), la solution RHFOS proposée par *BAE systems* (Fig. 2), l'*Ocean State Measuring and Analyzing Radar* (OSMAR) de l'université de Wuhan en Chine (Fig. 3), le *WEllen RAдар* (WERA) de l'université de Hambourg en Allemagne (Fig. 4), le *COstal raDAR* (CODAR) développé par D. Barrick avec le soutien de l'*U.S. Department of Commerce* et le *Surface-wave Extended Coastal Area Radar* (SECAR) développé par *Daromont Technologies* pour le gouvernement australien.



Fig. 1 : Andros Island, Bahamas. RHFOS transportable
[source : ZenTechnical™ 2002].



Fig. 2 : RHFOS proposé par BAE Systems.



Fig. 3 : Radar OSMAR [source : Wuhan University].



Fig. 4 : Radar WERA à quatre éléments.

L'équipe Radars Basse Fréquence (RBF) du Département ElectroMagnétisme et Radar (DEMR) de l'Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) mène, depuis plusieurs années, des études sur le radar HF à ondes de surface. En 2004, l'ONERA a décidé de se doter d'un moyen de mesure (en service depuis avril 2007). Ce démonstrateur a pour but de montrer la capacité effective des RHFOS à surveiller la zone économique exclusive.

Parallèlement, l'équipe RBF s'intéresse aux phénomènes physiques limitant les capacités de détection des RHFOS. Il s'agit principalement du fouillis de mer et du fouillis ionosphérique.

Le fouillis de mer est un signal inhérent à la propagation le long de la surface de la mer. Il résulte de l'interaction entre l'onde HF et la surface de la mer. Le fouillis de mer peut masquer des cibles de faible réflectivité (Fig. 5 et Fig. 6). Cependant, il peut être utilisé pour calculer les courants de surface, la hauteur des vagues, la vitesse et la direction du vent sur la zone couverte.

Notons que les données radar sont représentées en termes de décalage Doppler et de distance. Les principes radar et le traitement en distance et en Doppler sont présentés dans l'annexe 1.

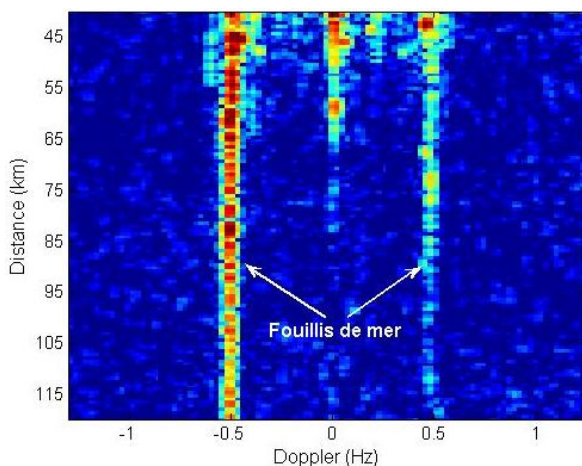


Fig. 5 : Image distance-Doppler d'un RHFOS. Sur cette image, la signature du fouillis de mer est constituée de deux lignes verticales.

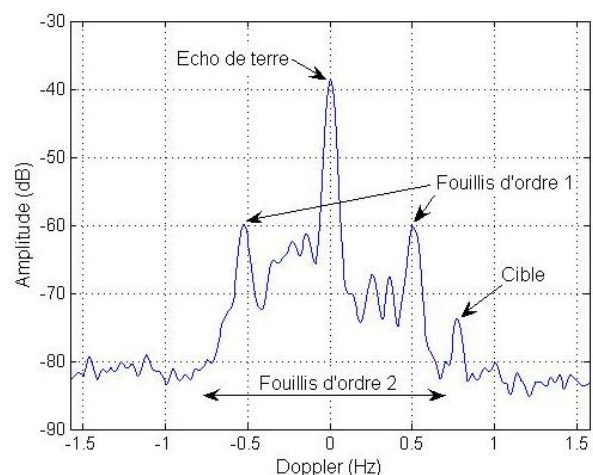


Fig. 6 : Spectre de mer. Le spectre de mer est une ligne de l'image distance-Doppler. Il fait apparaître le fouillis d'ordre 1 (lignes verticales de l'image radar) et le fouillis d'ordre 2 (peu visible sur l'image radar).

Le fouillis ionosphérique est un signal perturbateur provenant de la réflexion des ondes de ciel sur les instabilités d'ionisation de l'ionosphère.

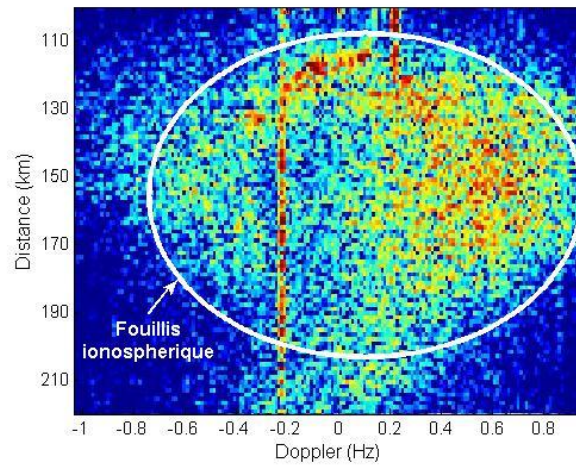


Fig. 7 : Fouillis ionosphérique. Masque diffus en Doppler et diffus en distance.

Tenir compte d'une onde de ciel dans un système à ondes de surface peut paraître étrange. Cependant, les antennes d'émission et de réception des RHFOs présentent un large angle d'ouverture en élévation. Ainsi, elles excitent et captent des ondes de surface mais aussi des ondes de ciel.

Le fouillis ionosphérique est un masque pour les cibles de faible réflectivité (Fig. 7) ; sur l'image radar, sa signature est étalée en distance et étalée en Doppler.

Notre étude concerne l'élimination du fouillis ionosphérique. Nous cherchons à déterminer l'apport de trois techniques inspirées d'un savoir-faire existant à l'ONERA. Il s'agit de la bipolarisation, du traitement adaptatif du signal et de la transformation en ondelettes. Ces techniques doivent, cependant, être adaptées à notre contexte.

La bipolarisation est utilisée par les radars polarimétriques. Compte tenu des longueurs d'ondes utilisées en HF (de 10 m à 100 m), cette technique nécessite un développement particulier. Outre le problème de la grande dimension des éléments rayonnants, l'influence du sol à ces fréquences apporte une difficulté supplémentaire. Nous cherchons à compléter le réseau d'antennes de réception à polarisation verticale, par des antennes à polarisation horizontale. Nous espérons ainsi utiliser la biréfringence de l'ionosphère pour caractériser le fouillis et le supprimer.

Le traitement adaptatif est une technique assez générale en traitement du signal. Nous cherchons à déterminer s'il convient de le mettre en œuvre sur l'espace (traitement spatial), les temps courts (traitement distance) ou les temps longs (traitement Doppler) ; la taille optimale du jeu de données à l'entrée du traitement est, aussi, à définir.

La transformée continue en ondelettes est utilisée dans la chaîne de traitement des radars polarimétriques à ouverture synthétique (ROS-P). Aussi, avons-nous cru qu'il s'agissait d'un outil en relation avec la polarisation des signaux. En réalité, dans le cadre du

ROS-P, la transformation en ondelettes permet de construire une image (appelée hyperimage) à partir des mesures radars. Il s'agit, plus généralement, d'un passage d'un espace physique à un espace de représentation. Cette transformation continue, de type temps-fréquence, ne convient pas à l'élimination du fouillis ionosphérique.

Nous avons, en revanche, été intéressés par les propriétés de la transformation discrète en ondelettes ou, plus exactement, de la multirésolution en termes d'analyse de signaux non stationnaires et de mise en évidence de transitions à l'intérieur d'un jeu de données.

La première partie de ce document est consacrée à l'état de l'art général sur le RHFOS et les fouillis. L'état de l'art des sujets complémentaires abordés est réparti dans le reste du document.

Dans la deuxième partie, nous cherchons à savoir si les propriétés physiques du fouillis ionosphérique permettent de mettre en œuvre un traitement fondé sur la bipolarisation.

La troisième partie concerne la conception d'antennes. Il s'agit, principalement, de concevoir une antenne à polarisation horizontale dans la bande HF. Nous cherchons, aussi, à évaluer la possibilité de mieux exciter les ondes de surface et, ainsi, de s'affranchir du problème posé par le fouillis ionosphérique.

La dernière partie est dédiée au traitement du signal. Nous y abordons le traitement adaptatif et la multirésolution. Nous cherchons à évaluer la possibilité de traiter le signal radar disponible. Cette approche permettrait d'éliminer le fouillis sans modifier la structure du radar.

PREMIERE PARTIE : ETAT DE L'ART

Cette première partie comporte les définitions générales et l'état de l'art concernant les ondes de surface, les radars HF à ondes de surface, l'ionosphère, le fouillis ionosphérique et les techniques de suppression du fouillis.

I LES ONDES DE SURFACE

Il existe une réelle difficulté à définir ce qu'est une onde de surface (7) et à calculer les champs se propageant par ondes de surface (8). Ainsi, il existe un grand nombre de techniques (exactes ou approchées) pour évaluer le champ rayonné par un dipôle au-dessus du sol, ou le bilan d'une liaison radioélectrique dans le domaine HF (9) (10) (11) (12) (13).

Le fait que les antennes du RHFOS soient au niveau du sol, et qu'il ne soit pas possible de négliger la courbure terrestre, ajoute une difficulté de calcul supplémentaire.

Dans le cas général les solutions sont données pour la configuration suivante :

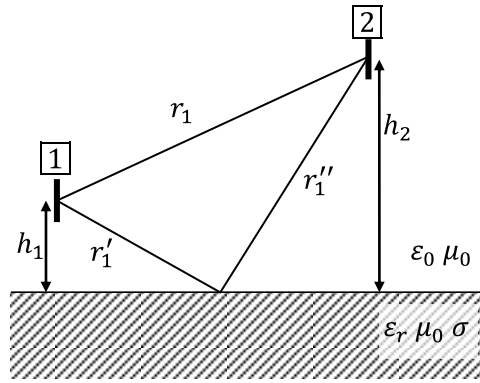


Fig. 8 : Configuration générale pour le calcul des ondes de surface.

L'élément rayonnant [1] est placé à une hauteur h_1 au-dessus d'un sol réel. Nous cherchons à exprimer le champ reçu par l'élément [2], se situant à une hauteur h_2 au-dessus du sol et à une distance r_1 de l'élément rayonnant [1].

Pour le RHFOS nous avons, d'une part, $h_1 = h_2 = 0$ m et, d'autre part, une terre courbe. C'est-à-dire, qu'il existe un point (horizon radioélectrique) à partir duquel, seule l'onde de surface peut se propager. Ce point « particulier » entraîne des difficultés lors de l'intégration des équations du champ.

Il semble difficile, dans le cas du RHFOS, d'aborder l'onde de surface comme un problème aux limites ou de la réduire à une propagation sur une surface rugueuse en utilisant les équations paraboliques (14). Elle doit être clairement modélisée car elle constitue la matière centrale du problème.

I.1 Propagation au-dessus du sol

Dans le cas le plus général, la propagation d'une onde dans l'environnement terrestre s'effectue toujours dans deux milieux : l'atmosphère et le sol. Selon le domaine de fréquence utilisé, certains phénomènes peuvent être négligés (15).

Le sol est caractérisé par sa conductivité σ et sa permittivité ϵ . La permittivité complexe est :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_c = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \quad \text{Éq. 1}$$

où ε_c est la permittivité relative complexe, ε_0 la permittivité du vide, ω la pulsation et σ la conductivité du sol.

Le sol se comportera comme :

- un diélectrique (courant de déplacement supérieur au courant de conduction) si $\varepsilon \gg \frac{\sigma}{\omega}$;
- un conducteur résistant (courant de déplacement inférieur au courant de conduction) si : $\varepsilon \ll \frac{\sigma}{\omega}$.

La fréquence f_0 de passage d'un type de comportement à l'autre est de l'ordre de 1 GHz pour un sol moyen (15).

Pour les ondes de basse fréquence ($f \ll f_0$), le sol n'est pas un conducteur parfait et les pertes peuvent être grossièrement exprimées de la manière suivante (15):

$$\alpha = \frac{2\pi}{c_0} \sqrt{\frac{\sigma f}{4\pi\varepsilon_0}} \quad \text{Éq. 2}$$

où α est l'atténuation en Neper par mètre (1 Np = 8,6 dB), c_0 la vitesse de la lumière dans le vide, σ la conductivité du sol, ε_0 la permittivité du vide, f la fréquence considérée et μ_0 la perméabilité du vide.

Dans le sol, l'onde est atténuée d'un Neper au bout d'une épaisseur δ définie par :

$$1 = \alpha \delta \quad \text{Éq. 3}$$

δ est l'épaisseur de peau ou profondeur de pénétration.

Au passage à l'interface entre l'atmosphère et le sol, la discontinuité de l'induction électrique provoque l'apparition d'une densité de charges à la surface du sol. Cette densité de charges crée une légère déviation des ondes qui se propagent parallèlement à l'interface.

Ce phénomène d'induction permet aux ondes se propageant à l'interface, c'est-à-dire les ondes de surface, de suivre la courbure terrestre.

Pour modéliser la propagation des ondes de surface, nous nous portons naturellement sur l'approche d'Arnold J. Sommerfeld car, d'après ce qui précède, il faut considérer la propagation dans deux milieux ainsi que les interactions entre ces deux milieux.

I.2 Modélisation et propagation

La géométrie du problème est la suivante :

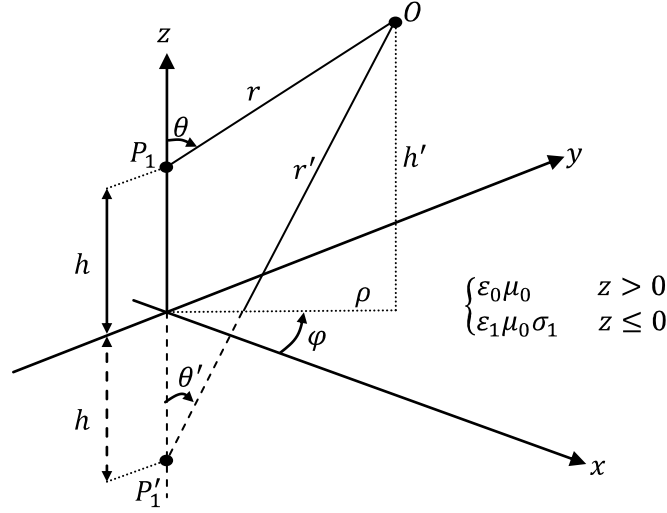


Fig. 9 : Géométrie et système de coordonnées pour un élément de courant P_1 rayonnant au-dessus d'un sol réel.

Les équations des champs au point O (appartenant au demi-espace supérieur) sont obtenues à partir des équations de Maxwell. Il est possible de définir un potentiel vecteur $\vec{\Pi}$, en appliquant la jauge de Lorentz et en utilisant la notation complexe. Nous avons :

$$(\nabla^2 + k^2)\vec{\Pi} = -\frac{\vec{J}}{(j\omega\epsilon_0\epsilon_r)} \quad \text{Éq. 4}$$

où $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_r$ et \vec{J} est la densité de courant au point P_1 .

Dans le cas général \vec{J} s'écrit :

$$\vec{J} = (I_x \vec{dx} + I_y \vec{dy} + I_z \vec{dz})\delta(x)\delta(y)\delta(z-h) \quad \text{Éq. 5}$$

Les champs rayonnés sont donnés par :

$$\vec{E} = (\nabla\nabla \cdot + k^2)\vec{\Pi} \quad \text{Éq. 6}$$

$$\vec{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r \nabla \times \vec{\Pi} \quad \text{Éq. 7}$$

Pour poser le problème, il convient de se limiter au cas où la source n'a qu'une composante verticale I_z . Dans ce cas, \vec{J} est donnée par :

$$\vec{J} = (I_z \vec{dz})\delta(x)\delta(y)\delta(z-h) \quad \text{Éq. 8}$$

Le potentiel s'écrit alors :

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} I_z [g(r) - g(r') + k_1^2 V] \vec{z} \quad \text{Éq. 9}$$

$$\text{où } k_1^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} - \frac{j\sigma_1}{\omega\epsilon_0} \right).$$

$g(r)$ et $g(r')$ sont les fonctions de Green dans l'espace libre :

$$\begin{aligned} g(r) &= \frac{e^{-jkr}}{r} \\ g(r') &= \frac{e^{-jkr'}}{r'} \end{aligned} \quad \text{Éq. 10}$$

V est l'une des intégrales de Sommerfeld. Ce terme représente les ondes de surface et est donné par :

$$V = 2 \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma_2(h+h')} J_0(\lambda \rho) \lambda d\lambda}{k^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma} \quad \text{Éq. 11}$$

où $\gamma = (\lambda^2 - k^2)^{1/2}$, $\gamma_1 = (\lambda^2 - k_1^2)^{1/2}$ et J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.

Dans le cas général (\vec{J} définie sur les trois axes), une deuxième intégrale de Sommerfeld est nécessaire pour exprimer $\vec{\Pi}$:

$$U = 2 \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma_2(h+h')} J_0(\lambda \rho) \lambda d\lambda}{\gamma + \gamma_1} \quad \text{Éq. 12}$$

Afin obtenir les champs dans tout le demi-espace supérieur, il est nécessaire d'intégrer les équations précédentes en chaque point de l'espace. Cependant, les oscillations de la fonction de Bessel et sa lente décroissance vers zéro entraînent des temps de calcul importants.

Il est possible de réduire le temps de calcul, en extrapolant les résultats tabulés des intégrales de Sommerfeld ou en combinant l'approche de Norton (pour calculer les champs lointains) et de Sommerfeld (pour calculer les champs proches) (16).

Les difficultés de simulation entraînées par cette approche, évoquées par E. Bronner (17), seront certainement surmontées par l'approche utilisée dans le logiciel (en cours de validation) ICARE d'IEEA. Ce logiciel met en œuvre une méthode de résolution rapide des intégrales de Sommerfeld, en combinant l'utilisation de l'extrapolation par MPM (*Matrix Pencil Method*) et l'utilisation de la DCIM (*Discrete Complex Image Methode*) (18).

Ainsi, l'intégrale de 0 à ∞ est évaluée sur le fermé $[a, b]$. Le résultat est, ensuite, extrapolé sur $[a, +\infty[$ à l'aide de la MPM. De plus, la fonction de Bessel est interpolée par une forme sinusoïdale (19).

Le gain en temps de calcul, apporté par cette méthode, est supérieur à dix.

II LES RADARS HF A ONDES DE SURFACE

Puisque les ondes de surface se propagent à la fois dans le sol et dans l'air, elles suivent naturellement la courbure terrestre. Les radars utilisant ce type d'ondes ne sont pas limités par l'horizon radioélectrique : la portée dépend principalement de la puissance émise et de la sensibilité du système de réception (3) (20).

Aux fréquences HF, l'atténuation des ondes de surface se propageant le long de la surface du sol est trop importante pour envisager une application radar. En revanche, si la propagation s'effectue le long de la surface de la mer, il est possible de réaliser des systèmes ayant des portées de quelques centaines de kilomètres (21). Cette portée permet d'envisager l'utilisation des RHFOs pour la surveillance de la zone économique exclusive (ZEE).

II.1 La zone économique exclusive

La notion de ZEE trouve son fondement juridique dans la Convention des Nations Unies sur le droit de la mer (22).

Les États qui le souhaitent peuvent mettre en place une zone économique exclusive. Cette zone ne doit pas s'étendre au-delà de 200 milles marins (370 km) des lignes de base (*Fig. 10*), qui permettent de mesurer la largeur de la mer territoriale.

Dans cette zone, l'État a des droits souverains en ce qui concerne l'exploration, l'exploitation, la conservation et la gestion des ressources naturelles, biologiques ou non biologiques. Les droits s'étendent des eaux surjacentes aux fonds marins et des fonds marins à leur sous-sol. De plus, les droits s'appliquent à l'exploration et à l'exploitation de la zone à des fins économiques, telles que la production d'énergie à partir de l'eau, des courants et des vents. Finalement, l'État a la pleine juridiction en ce qui concerne la mise en place et l'utilisation d'îles artificielles, d'installations et d'ouvrages pour la recherche scientifique marine, la protection et la préservation du milieu marin.

La France dispose, grâce à ses départements et territoires d'outre-mer, de la deuxième ZEE mondiale. La souveraineté de l'État français, sur une étendue maritime de plus de dix millions de kilomètres carrés, l'oblige à s'interroger sur les moyens de maintenir la sécurité et la sûreté des biens, des personnes et du milieu marin (23).

Ainsi, la surveillance de la ZEE est un enjeu économique, civil et militaire. L'importance des investissements et de l'activité scientifique, en France comme à l'étranger, concernant cette zone est considérable (24) (25) (26).

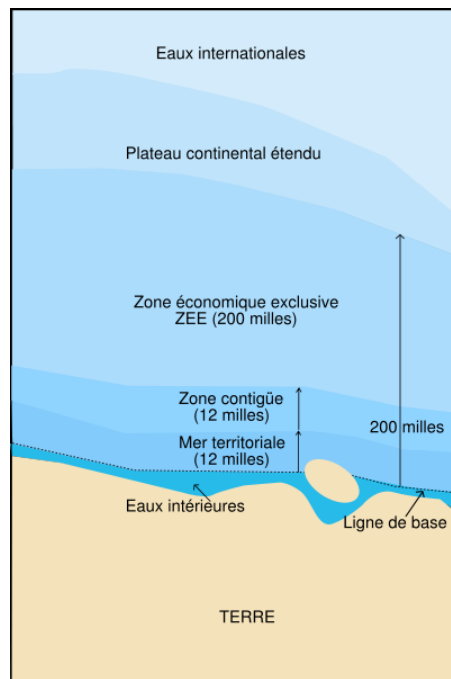


Fig. 10 : Zone Economique Exclusive
[source : Wikipedia].

Augmenter les capacités de surveillance tout en réduisant les coûts est une question récurrente pour les États ayant une ZEE. Le radar HF à ondes de surface semble être, à l'heure actuelle, l'outil le plus adapté pour répondre à ces deux contraintes. C'est, d'ailleurs, la solution « faible coût » que proposent les industriels (1) (27).

Notons que certains États, comme le Mexique (Fig. 11), envisagent de se doter de plusieurs RHFOS afin de surveiller la totalité de leur ZEE (28).

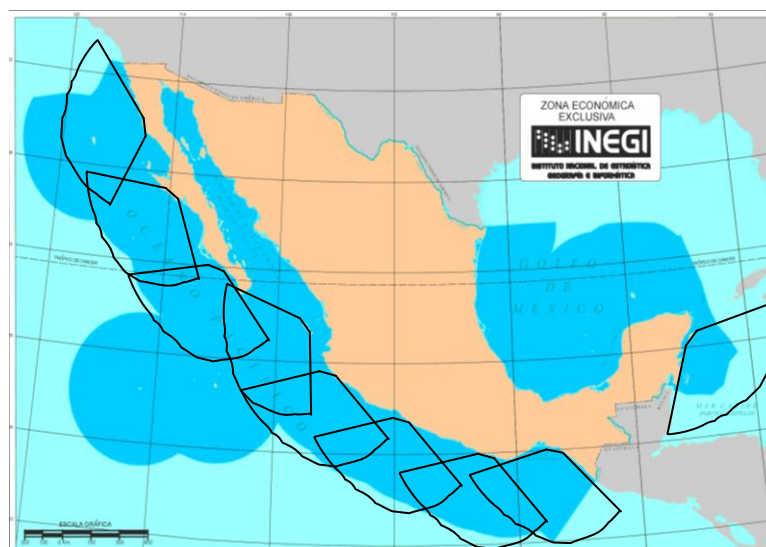


Fig. 11 : Couverture prévisionnelle de la ZEE mexicaine [source : (28)]

Bien que la surveillance de ZEE couvre le large champ de la protection des biens et des personnes, du point de vue de l'application radar, il s'agit d'un problème de détection et de suivi de cibles.

À ceci s'ajoute un problème inverse, permettant de déterminer l'état de la surface de la mer, en fonction des mesures réalisées.

II.2 Météorologie marine à partir de mesures RHFOS

L'onde de surface se propage le long de l'interface entre l'air et la mer. Ainsi, le signal reçu par le RHFOS contient une information sur l'état de cette surface (29).

Il est possible de résoudre le problème inverse qui consiste à retrouver les paramètres de la surface de mer à partir du signal reçu (30) (31).

Notons que, la surface de la mer est un milieu aléatoire dont les caractéristiques dépendent de l'espace et du temps (32).

II.2.a Surface de la mer et résonances de Bragg

La surface de la mer est composée d'un grand nombre de vagues se propageant dans toutes les directions (*Fig. 12*). Ce système de vagues est généré par le vent et par les ondes de gravité.

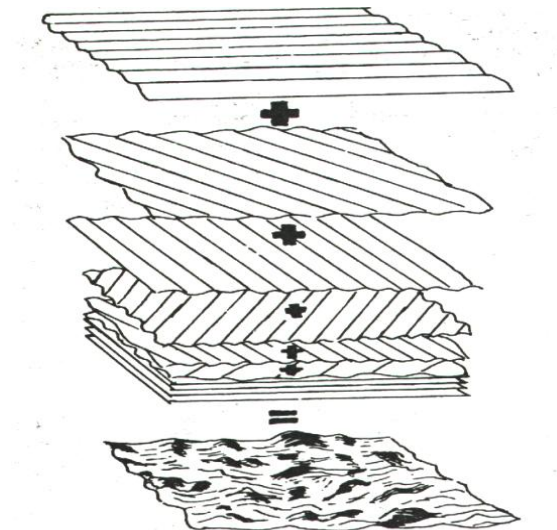


Fig. 12 : Décomposition de la surface de la mer [source : (17)].

L'interaction entre l'onde de surface et la surface de la mer peut être modélisée par la diffusion résonante de Bragg. Il s'agit de considérer le système d'interférences provoqué par la diffraction de l'onde sur la crête des vagues (*Fig. 13*).

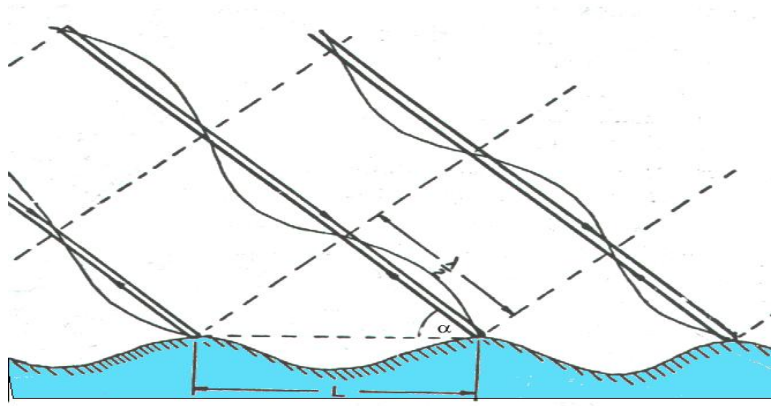


Fig. 13 : Interaction de l'onde et de la surface de la mer [source : (33)].

- **Premier ordre de Bragg**

L'onde radar arrive avec un angle d'incidence α sur les crêtes d'un train de vagues de longueur d'onde L . Une partie de l'énergie est diffractée en direction de l'émetteur. Si la longueur d'onde L est de l'ordre de la moitié de celle du radar, les contributions diffractées s'ajoutent en phase (résonance de Bragg) ; ceci produit un fort signal de retour. La condition de résonance s'écrit :

$$L \cos \alpha = \frac{\lambda}{2} \quad \text{Éq. 13}$$

où $\lambda = c_0/f$ est la longueur d'onde du radar.

Dans le cas du RHFOFOS, α est nul. Nous avons l'égalité $L = \lambda/2$.

La vitesse de propagation des vagues est donnée par :

$$V = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}} \quad \text{Éq. 14}$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Ainsi, l'onde, satisfaisant la condition sur les longueurs d'ondes, se déplace à la vitesse $V = (gc_0/4\pi f)^{1/2}$. Ce qui correspond à un décalage Doppler f_b de (cf. annexe 1) :

$$f_b = 0.102\sqrt{f} \quad \text{Éq. 15}$$

où f est comptée en MHz et f_b est comptée en Hz.

Aux fréquences HF, il y a toujours deux trains de vagues qui remplissent la condition sur les longueurs d'ondes : un train de vagues s'éloignant du radar et, un autre, s'en rapprochant. Il y a deux interférences constructives, l'une à $+f_b$ et l'autre à $-f_b$. Ce sont les raies de Bragg d'ordre un (33).

- **Deuxième ordre de Bragg**

Seuls deux trains de vagues satisfont la condition de résonance. Cependant, il existe, dans le système de vagues, des trains de vagues ayant des longueurs d'ondes proches de la condition de résonance.

D'un point de vue qualitatif, les contributions diffractées par ces trains de vagues, sont presque en phase : le signal revenant au radar est de moins forte amplitude que dans le cas de la résonance parfaite. C'est la résonance de Bragg de second ordre.

En fait, il existe une multitude de trains de vagues ayant une longueur d'onde proche de L . Il existe, donc, une multitude de décalages Doppler proches de $\pm f_b$ (Éq. 14 et Éq. 15). Plus la longueur d'onde des trains de vagues diffère de la condition de résonance, plus l'amplitude des signaux provenant de ces trains de vagues est faible.

Il est généralement admis que le second ordre s'étend sur $[-2f_b; +2f_b]$ (33) (17) (8).

- **Echo de terre**

Si le RHFOS est placé à trop grande distance de la mer (ou dans une zone où le système de vagues n'est pas établi), un signal rétrodiffusé par le sol (ou la zone sans vague) se superpose aux résonances de Bragg. Il s'agit de l'écho de terre.

Le sol étant immobile par rapport au radar, l'écho de terre a un décalage Doppler nul.

- **Spectre de mer**

D'un point de vue fréquentiel, le signal reçu par le radar contient une composante de fréquence Doppler nulle (l'écho de terre), deux composantes de fortes amplitudes à $\pm f_b$ (premier ordre de Bragg) et un continuum de composantes de faibles amplitudes entre $-2f_b$ et $+2f_b$:

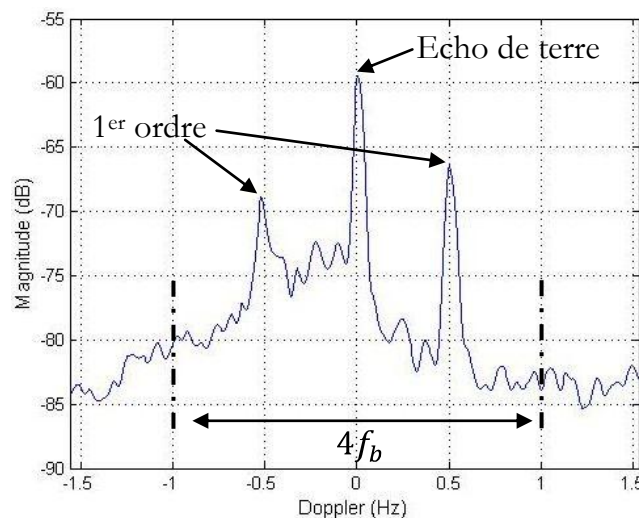


Fig. 14 : Spectre de mer.

Le calcul de la hauteur des vagues, de la vitesse des courants de surface, de la vitesse et de la direction du vent s'effectue à partir du spectre de mer (17) (33).

II.2.b Calcul des paramètres

Le calcul des paramètres météorologiques à partir du spectre de mer s'effectue à l'aide de formules empiriques (33) (34).

• Direction du vent

La direction du vent est déduite de la relation entre l'amplitude du premier ordre de Bragg, la direction d'observation du radar et la direction du vent. Elle est représentée sous forme de cardioïde (Fig. 15). Nous avons :

$$\theta = \pm 90 \left(\frac{\Delta S - 24}{24} \right) \quad \text{Éq. 16}$$

où θ est la direction du vent en degré et ΔS est le rapport, en dB, entre les deux raies du premier ordre.

À l'aide de l'équation précédente, il est possible d'obtenir la direction du vent sur la zone couverte par le radar (Fig. 16).

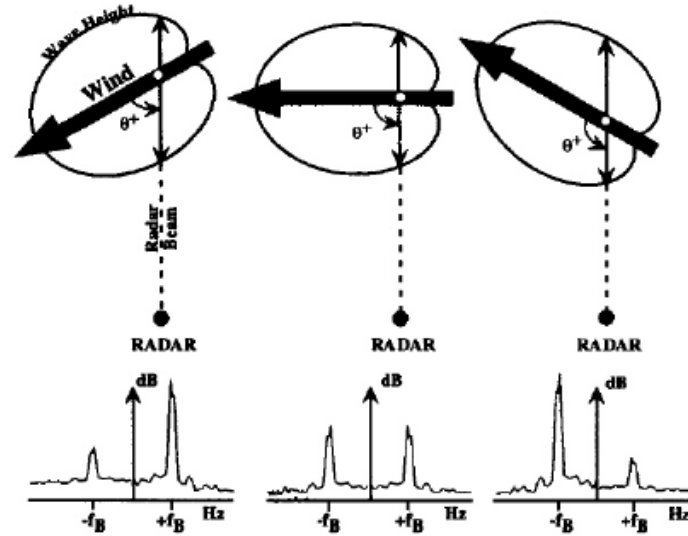


Fig. 15 : Cardioïde du vent et spectre de mer correspondant [source : (33)].

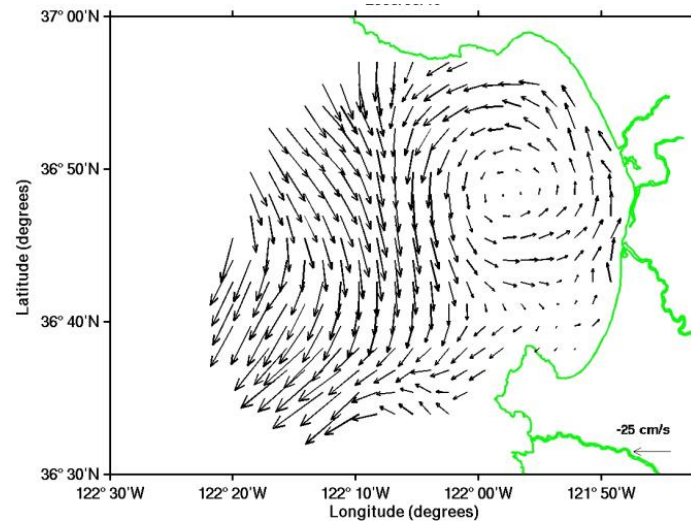


Fig. 16 : Direction et vitesse du vent [source : radar CODAR].

- **Hauteur des vagues**

La hauteur des vagues est obtenue à partir du rapport entre l'énergie du premier ordre (0.14 Hz autour de la fréquence de résonance de Bragg d'ordre 1) et le second ordre (de 0 Hz à $2f_b$ autour du premier ordre) :

$$k_0 h = 0.8 r^{0.6} \quad \text{Éq. 17}$$

où k_0 est le nombre d'onde de l'onde, h est la hauteur quadratique moyenne des vagues et r est le rapport d'énergie en dB.

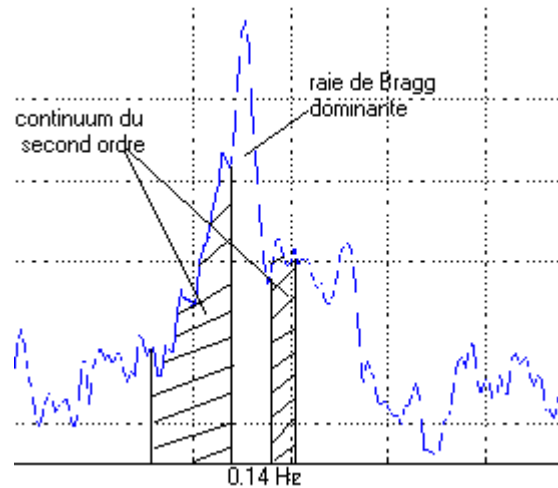


Fig. 17 : Calcul de la puissance du premier ordre et du second ordre [source : (33)].

La hauteur « significative » des vagues H , utilisée en météorologie, est obtenue avec :

$$H = 2.83h \quad \text{Éq. 18}$$

- **Vitesse du vent**

La hauteur quadratique des vagues est liée à la vitesse du vent par :

$$h = 6,57 \cdot 10^{-3} U^2 \quad \text{Éq. 19}$$

où U est la vitesse du vent en m/s .

- **Courant de surface**

La vitesse radiale des courants de surface s'obtient à l'aide de l'écart entre la position théorique du premier ordre de Bragg (Éq. 15) et sa position réelle. Nous avons :

$$V_r = \frac{c_0 \Delta f}{2f} \quad \text{Éq. 20}$$

où V_r est la vitesse radiale et f la fréquence de travail et Δf l'écart entre la fréquence attendue pour le 1^{er} ordre et la fréquence mesurée.

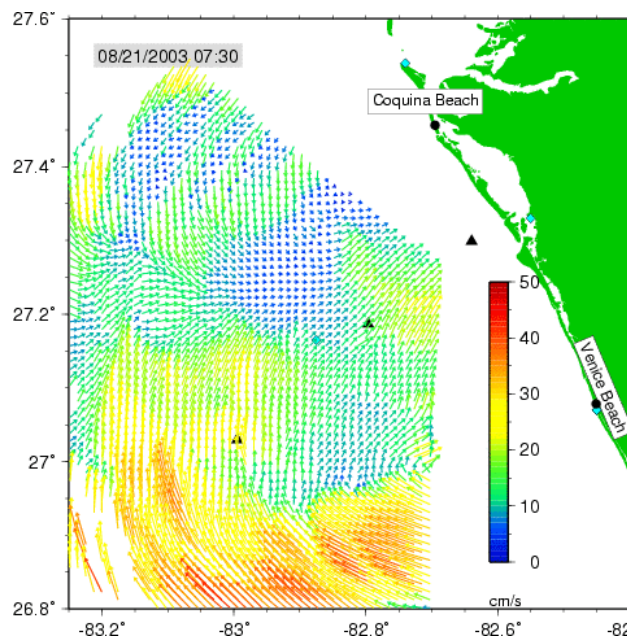


Fig. 18 : Courant de surface pendant la tempête tropicale HENRI [source : radar WERA à l'ouest de la Floride].

- **Validité des formules empiriques**

Comme le souligne C. Kerbiriou (33), les formules Éq. 16 à Éq. 20 sont empiriques et la validité des résultats peut être discutable. L'effet d'intégration du faisceau sur la cellule radar (50 km par 5 km dans le cas de C. Kerbiriou) n'est pas connu. Il est nécessaire de confronter régulièrement, voire en permanence, les données calculées et les données mesurées sur le terrain par des bouées, des navires ou des satellites.

II.3 Fouillis et RHFOS

La présence du spectre de mer, bien qu'inhérente à la propagation par ondes de surface, n'est pas toujours souhaitable. Les applications de détection décrites en II.1

peuvent souffrir de sa présence : le spectre de mer peut masquer des cibles. Ce caractère indésirable se traduit par l'appellation « *fouillis de mer* » du spectre de mer.

À ce fouillis de mer s'ajoutent les perturbations dues à l'ionosphère. Rappelons que le fouillis ionosphérique n'est présent qu'à cause du manque de directivité de l'antenne d'émission (35). À nos latitudes, si le diagramme de rayonnement de l'antenne d'émission présentait son maximum à 10° avec une ouverture à -3 dB de 10° , nous serions assurés de ne pas recevoir le fouillis ionosphérique (36).

III L'IONOSPHERE

L'atmosphère terrestre se compose de la troposphère, de la stratosphère et de la thermosphère. Ces trois zones se situent entre 0 km et 1500 km d'altitude. L'ionosphère est la partie ionisée, mais globalement neutre, de la thermosphère.

La troposphère est la couche la plus basse. Dans nos régions, son étendue varie de 7 km à 14 km selon le temps qu'il fait. C'est la région de l'atmosphère où se déroulent les phénomènes météorologiques faisant intervenir l'eau. Son indice diélectrique est proche de l'unité.

La stratosphère s'étend de 10 km à 50 km. L'air y est si rare que son indice est celui du vide.

L'ionosphère se situe entre 60 km et 1000 km d'altitude. Son altitude varie en fonction de l'activité solaire. Elle est, généralement, découpée en couches concentriques. Chaque couche représente un maximum local d'ionisation.

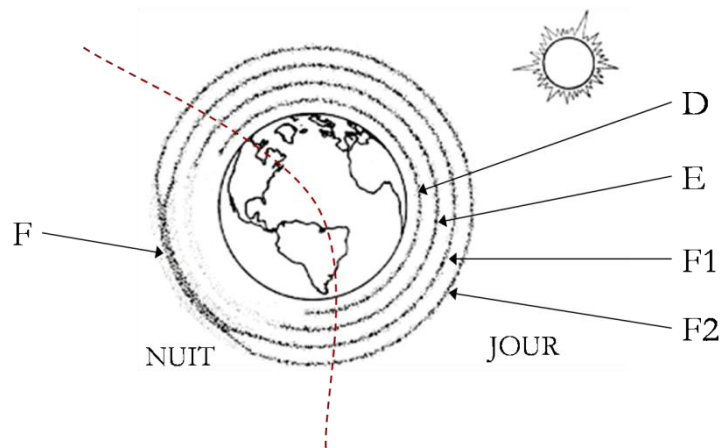


Fig. 19 : Forme générale de l'ionosphère de jour et de nuit.

L'existence de l'ionosphère fut prouvée définitivement en 1925 par Appleton et Barnett grâce à des expériences de sondage. Mais, elle fut utilisée dès 1901 par Marconi pour réaliser une liaison transatlantique (transmission de la lettre S).

La plupart des connaissances acquises sur l'ionosphère proviennent de mesures par sondages radio fréquence, missiles de recherche et satellites.

III.1 Structure de l'ionosphère (37) (38)

III.1.a Composition

L'atmosphère est composée de différents gaz dont l'azote (78% au niveau du sol), l'oxygène (21% au niveau du sol) et l'hélium (0.0004% au niveau du sol). En dessous d'une altitude d'environ 100 km, ces gaz sont mélangés par les turbulences de l'atmosphère.

Au-dessus de la zone de turbulence (au-dessus de la turbopause), chaque volume de gaz est à l'état d'équilibre, sous l'effet de la gravité et de la pression des gaz. Ainsi, chaque gaz est réparti verticalement selon sa propre loi de distribution. De manière générale, les gaz les plus légers se trouvent en haute altitude ; c'est le cas de l'hydrogène qui n'existe pas au niveau du sol.

Tant que les particules de gaz ont un grand nombre de collisions avec leurs voisines, l'état d'équilibre statistique existe. À partir d'une certaine altitude, le nombre de collisions diminue, les particules peuvent s'échapper de l'atmosphère et entrer dans l'exosphère. L'hydrogène est le gaz le plus sujet à ce phénomène. L'oxygène, quant à lui, ne s'échappe jamais vers l'exosphère.

Le rayonnement solaire (par conséquent la température dans la haute atmosphère) joue un rôle important dans la répartition verticale des gaz (*Fig. 20*). Par exemple, la présence d'hydrogène dans la haute atmosphère est due à la scission des molécules d'eau par le rayonnement solaire.

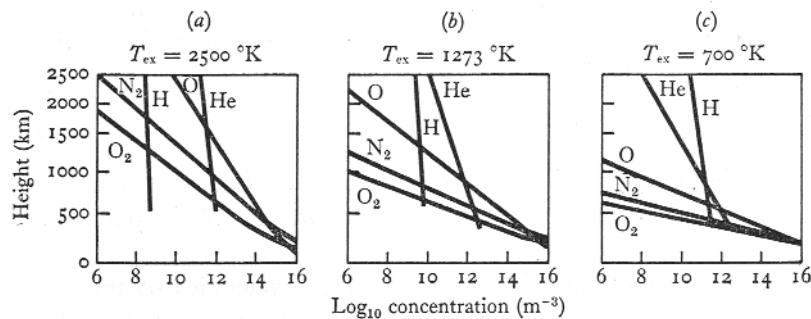


Fig. 20 : Concentration des différents gaz selon l'activité solaire. (a) de jour avec forte activité solaire, (b) de jour avec activité solaire moyenne, (c) de nuit avec faible activité solaire [source : (37)].

L'activité solaire est soumise à deux cycles principaux : un cycle de 11 ans (déterminé à partir de l'observation des taches solaires) et un cycle de 27 jours (période de rotation du soleil).

III.1.b Ionisation

L'ionisation des gaz présents, entre la turbopause et l'exosphère, est provoquée par les émissions de particules et de rayonnements électromagnétiques du soleil.

L'ionisation des gaz par les particules dépend de leur énergie (donc de leur vitesse). Plus les particules ont une énergie élevée, plus elles pénètrent dans l'atmosphère : les électrons de 1 MeV peuvent ioniser l'atmosphère en dessous de la turbopause (50 km),

alors que les électrons de 100 eV ionisent les zones se situant, environ, à 300 km d'altitude.

À nos latitudes, seuls les protons ont une énergie suffisante pour ioniser l'atmosphère autour de la turbopause. Ce phénomène n'apparaît qu'occasionnellement.

L'ionisation par rayonnement est proportionnelle à la concentration des gaz et à l'intensité du rayonnement. Ainsi, l'ionisation est faible au niveau de l'exosphère (forte intensité du rayonnement et faible concentration) et au niveau de la turbopause (forte concentration et faible intensité du rayonnement). Il existe un point entre la turbopause et l'exosphère où l'ionisation est maximale. Ce point se situe à environ 250 km d'altitude.

Ce raisonnement s'applique à chaque type de gaz et à chaque type de rayonnement. Par exemple (Fig. 21), les rayonnements de quelques nanomètres à 102,7 nm ionisent les gaz O, O₂ et N₂ de 90 km à 160 km.

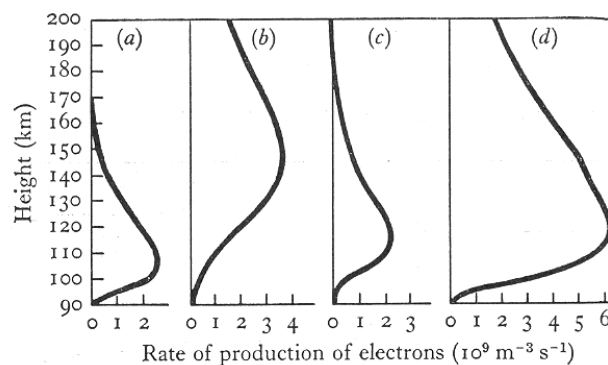


Fig. 21 : Taux de production des électrons par les rayonnements de moins de 14 nm (a), de 14 nm à 80 nm (b), de 80 nm à 102,7 nm (c). Le taux total de production est en (d). [source : (37)].

Il est possible de tracer la courbe de pénétration des différents rayonnements, et de définir les particules qu'ils ionisent :

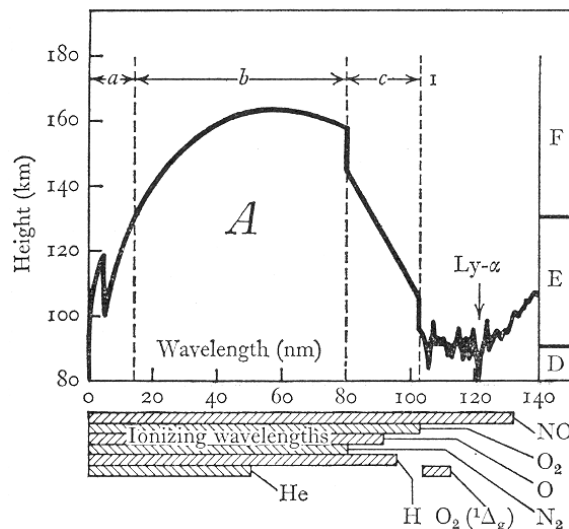


Fig. 22 : Pénétration des rayonnements et ionisation des gaz [source : (37)].

Ceci conduit à découper l'ionosphère en couches, chaque couche présentant un maximum d'ionisation local. La forme de chaque couche dépend de l'ionisation (par les

particules et les rayonnements) et des pertes d'ionisation (création d'ion négatifs, recombinaison et transport).

III.1.c Couches

Les observations conduisent à dégager trois maximums locaux d'ionisation : 100 km, 170 km et 250 km. Il y a ainsi quatre couches : D (en dessous de 90 km d'altitude), E , F_1 (absente la nuit) et F_2 .

- **La couche D**

Cette couche est située entre 60 km et 90 km d'altitude environ. Elle est difficile à étudier de manière théorique (présence d'ions hydratés et ionisation d'un gaz minoritaire par les rayonnements du type Lyman- α). De plus, la faible densité et la forte absorption de cette couche rendent impossible les mesures *in situ* ou les mesures radiofréquences.

L'ionisation de la couche D disparaît rapidement la nuit, à cause du taux important de pertes par création d'ions négatifs.

La couche D est en grande partie responsable de l'absorption des ondes HF, à cause de la fréquence élevée des collisions.

- **La couche E**

Cette couche est située entre 90 km et 130 km d'altitude. Son maximum d'ionisation est autour de 110 km lorsque le soleil est au zénith. La nuit, l'ionisation de cette couche est faible.

La couche E est particulièrement sujette à l'ionisation par des particules de haute énergie. Après avoir subi une accélération par la magnétosphère, les particules solaires (une centaine d'eV) peuvent atteindre une énergie de quelques keV. Dans ce cas, des nuages fortement ionisés se forment dans la couche E. Les météorites peuvent, aussi, apporter un surplus de charges dans cette couche.

Sous l'action des vents de cisaillement horizontaux, les surdensités se rassemblent dans une couche fine et très dense. La couche de surdensité prend le nom de couche E sporadique (noté E_S).

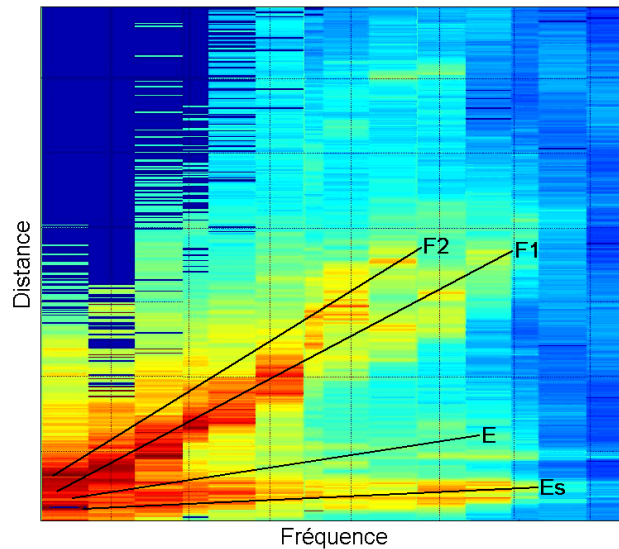


Fig. 23 : Ionogramme de rétrodiffusion oblique obtenu avec le radar NOSTRADAMUS. Chaque pixel indique la puissance de signal reçue à une fréquence et une distance de groupe données ; le rouge foncé indiquant un maximum de puissance et le bleu foncé un minimum.

Les fluctuations d'ionisation au sein de E_s étant très nombreuses, cette couche est un lieu favorable pour la formation d'irrégularités (39).

- **La couche F**

Dans la couche F, l'ionisation provient essentiellement des gaz O et N_2 . Ils sont ionisés par les rayonnements de 14 nm à 80 nm et de 200 nm. La limite haute de la couche F est déterminée par le rapport entre le taux de pertes et le taux de diffusion vers l'exosphère.

Il y a deux mécanismes de pertes concurrents : l'attachement (création d'un ion négatif) et la recombinaison (création d'un neutre avec émission d'un photon ou création de deux neutres). La position relative des maximums de chaque processus est à l'origine de l'apparition de la couche F1 :

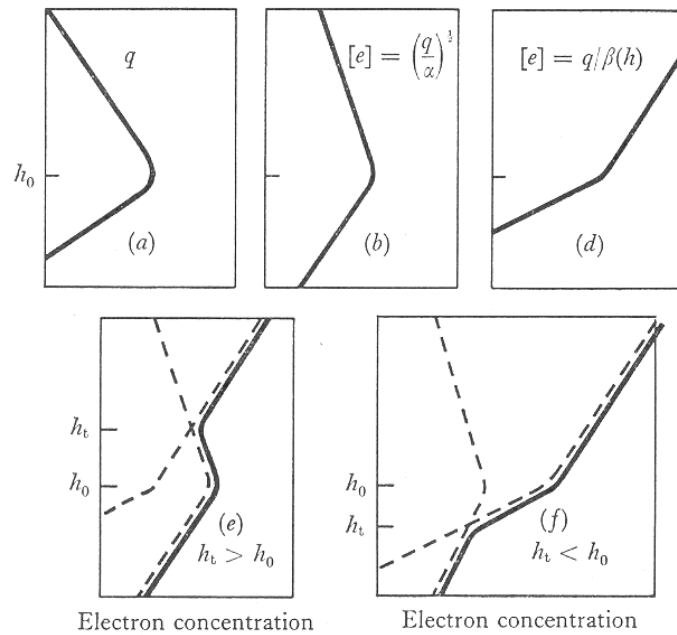


Fig. 24 : Formation de la couche F1. (a) taux d'ionisation, (b) taux de pertes par recombinaison, (d) taux de pertes par attachement, (e) et (f) la couche F1 existe si l'altitude de transition, entre les pertes par attachement et les pertes par recombinaison, est au-dessus du taux d'ionisation maximum [source : (37)].

L'attachement est un processus rapide. Ainsi, de nuit, le taux de pertes par attachement prédomine et la couche F1 disparaît.

III.2 Irrégularités d'ionisation

L'ionosphère est un milieu globalement stable et neutre. Cependant, elle est traversée par des vents de particules et des ondes de gravité. Localement, il peut apparaître des zones chargées et instables (40) (41). De plus, une modification du flux solaire, une fluctuation du champ magnétique terrestre ou un mouvement de charges peut entraîner la formation d'une instabilité dans le processus d'ionisation (42) (43) (44).

Il existe plusieurs modèles pour expliquer le mécanisme de formation des irrégularités. Chaque mécanisme de formation décrit une espèce d'irrégularité, dans une couche donnée, voire à une latitude donnée. Il est possible d'identifier chaque espèce d'irrégularités à partir de sa signature radar (36).

III.2.a Mécanismes d'irrégularités

Tous les auteurs ne sont pas d'accord sur les mécanismes qui engendrent les irrégularités. Il est cependant possible de dégager trois types généraux de mécanismes : les dérives, les écoulements et les ondes. De plus, il y a deux grands types d'irrégularités : les irrégularités enveloppes (variation simple de la densité d'une zone sur-dense vers une zone sous-dense et inversement) et les irrégularités modulées (oscillation de la densité dans une région de l'ionosphère) (45) (39).

Les sources principales de modification du champ magnétique, provoquant des irrégularités d'ionisation, sont : une perturbation soudaine de la dynamique du noyau terrestre ou une perturbation du rayonnement solaire (Fig. 25).

Les explosions solaires provoquent des fluctuations importantes et rapides de l'ionisation (jet de particules et fluctuation du rayonnement) et du champ magnétique (41). Ces fluctuations favorisent la formation d'instabilités.

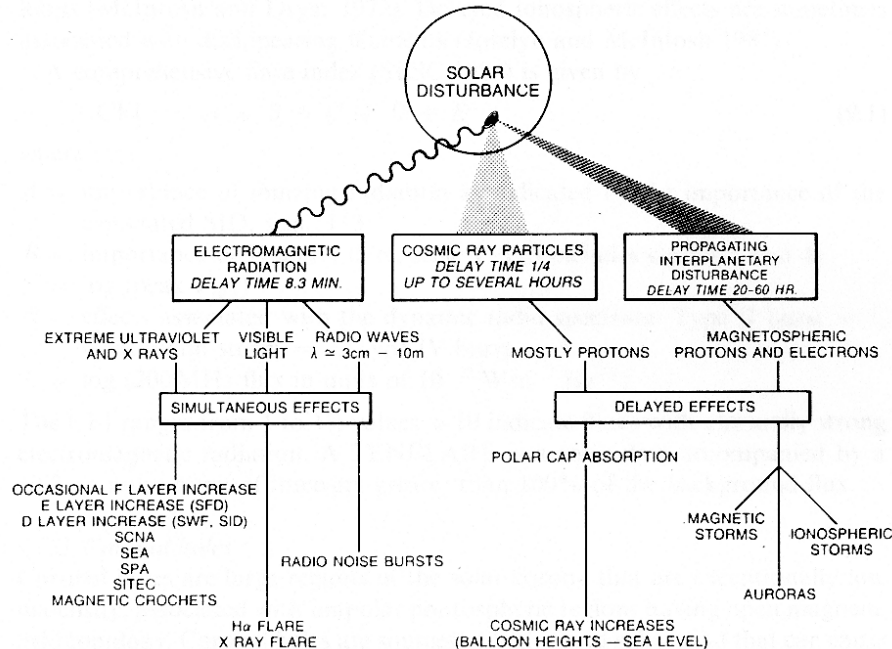


Fig. 25 : Influences des explosions solaires (41).

- **Ondes de gravité**

Les TID ou *Travelling Ionospheric Disturbances* sont provoquées par des ondes de gravité voyageant dans l'ionosphère ou par les effets de marée. Parfois, elles peuvent être provoquées par des instabilités de la turbopause.

Ce sont des irrégularités, de type modulé, extrêmement régulières avec une fréquence spatiale identifiable (44) (46). Elles se déplacent à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde.

Ces ondes peuvent être utilisées pour détecter les séismes ou les tsunamis (47).

Les contours des TID sont des lieux favorables à l'apparition d'irrégularités plus petites, de type dérive.

- **Ondes ioniques**

L'onde ionique est générée par dissipation (collision entre particules). La quantité d'énergie acquise par les ions est restituée sous forme d'onde ionique. Si les collisions des ions sont faibles, l'onde peut se propager dans l'ionosphère (43).

La fréquence de l'onde ionique est proche de la fréquence de rotation des ions autour du champ magnétique. D'où le nom d'onde cyclotronique ionique.

- **Bubbles et patches**

Ces irrégularités sont de type enveloppe : ce sont des zones de sur-densité ou de sous-densité (39).

Les patches sont des grandes structures qui résultent de la dérive de plasma depuis les zones sub-aurorales. Le détachement des patches est probablement causé par un changement de direction d'une des composantes du champ magnétique terrestre.

Les *bubbles* sont provoquées par un écoulement fluide d'une zone sur-dense à l'intérieur d'une zone sous-dense (40). Une fois formées, les *bubbles* remontent sous l'effet de la pression des gaz. Cette instabilité est aussi connue sous le nom de Rayleigh-Taylor.

- **Irrégularité de cisaillement**

Cette instabilité modulée apparaît lorsque, dans une zone de l'ionosphère, des écoulements fluides, de sens contraires, sont perpendiculaires au champ magnétique terrestre. Il peut y avoir formation périodique de *bubbles* dans la zone sous-dense et de pointes dans la zone sur-dense (48). Cette instabilité est aussi connue sous le nom de Kelvin-Helmholtz.

- **Irrégularités de dérive**

À nos latitudes, le mécanisme le plus souvent utilisé pour expliquer la formation d'irrégularités est celui de la dérive (ou de champs croisés $\vec{E} \times \vec{B}$) (49) (36) (50). Il est aussi utilisé pour expliquer les résultats de nombreuses mesures (40) (51).

Ce mécanisme, très général, est relativement simple, à condition de se restreindre à une approximation linéaire du premier ordre (40) (36).

Il résulte d'un principe de la physique des plasmas qui s'énonce ainsi : l'application d'un champ électrique \vec{E} à un plasma P , qui présente un gradient de densité $\vec{\nabla}N$ et qui est plongé dans un champ magnétique \vec{B} , rend ce plasma instable.

Ainsi, dans l'ionosphère, sous l'influence d'un champ électrique \vec{E}_0 une instabilité est amplifiée selon le mécanisme de la figure suivante.

Si une variation δN de la concentration électronique apparaît dans le plasma (trait plein bleu sur la figure 26), elle dérive (dérive de Hall) selon $\vec{V}_D = \vec{E}_0 \times \vec{B}$. Cependant, la mobilité des électrons étant plus élevée que celle des ions, il se produit une légère séparation des charges (pointillés rouges sur la figure). Un champ électrique $\delta \vec{E}$ apparaît. Sous l'effet de la dérive Pedersen, orienté selon $\delta \vec{V} = \delta \vec{E} \times \vec{B}$, la variation initiale est amplifiée.

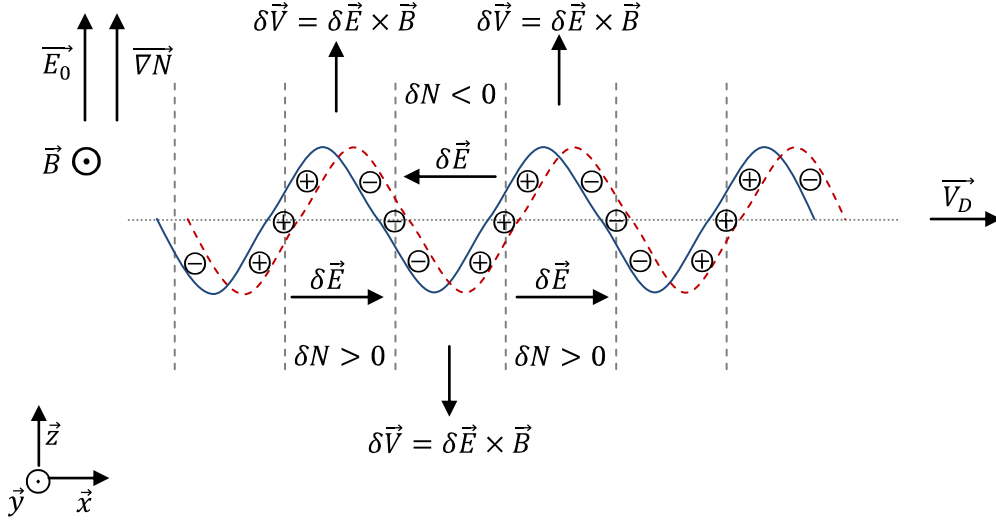


Fig. 26 : Irrégularité de champs croisés.

Notons que l'instabilité initiale peut avoir des sources diverses. Elle peut être, notamment, due à des précipitations de particules, à un gradient de température ou à un courant circulant dans l'ionosphère (43).

D'un point de vue théorique, l'irrégularité est caractérisée par trois paramètres linéarisés : la vitesse de dérive seuil au-dessus de laquelle l'irrégularité se développe (V_s), la pulsation propre de l'oscillation (ω_r) et le taux de croissance de l'irrégularité (γ). Ces paramètres sont obtenus à l'aide des équations des gaz parfaits, de la conservation de la masse et de la conservation de la quantité de mouvement. Les calculs sont menés en supposant la quasi-neutralité du plasma et le caractère isotherme du processus. De plus, la gravité et la quantité de mouvement des électrons sont ignorées (52).

Ainsi, nous avons :

$$V_s = C_s \left(\sqrt{1 + F^2} - F \right) \quad \text{Éq. 21}$$

$$\omega_r = \frac{\vec{k} \cdot (\vec{V}_{De} + \Psi \vec{V}_{Di})}{1 + \Psi} \quad \text{Éq. 22}$$

$$\gamma = \frac{(\omega_r - \vec{k} \cdot \vec{V}_{Di})}{1 + \Psi} \left(\frac{\Psi}{v_i} \left((\omega_r - \vec{k} \cdot \vec{V}_{Di}) - (k C_s)^2 \right) + \frac{v_i k_{\parallel}}{k^2 L_n \Omega_i} \right) - 2\alpha n \quad \text{Éq. 23}$$

où n est la concentration électronique, \vec{k} est le vecteur d'onde, k est le nombre d'onde, k_{\parallel} est le nombre d'onde dans la direction parallèle au champ magnétique terrestre, v_i est la fréquence de collision des ions, α est le coefficient de recombinaison, V_{Di} et V_{De} sont les vitesses de dérive des ions et des électrons.

Avec :

$$C_s = \sqrt{k_B \frac{T_i + T_e}{M}} \quad \text{Éq. 24}$$

$$F = \frac{4,6}{k^2 L_n} \quad \text{Éq. 25}$$

$$L_n = \left(\frac{dn}{ndz} \right)^{-1} \quad \text{Éq. 26}$$

$$\Psi = \frac{\nu_i \nu_e}{\Omega_i \Omega_e} \left(\left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 + \left(\frac{\Omega_e k_{\parallel}}{\nu_e k} \right)^2 \right) \quad \text{Éq. 27}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_i est la température des ions, T_e est la température des électrons, M est le volume considéré, L_n est la longueur du gradient, ν_e est la fréquence de collision des électrons, Ω_i est la fréquence de rotation autour du champ magnétique terrestre (gyrofréquence) des ions, Ω_e est la gyrofréquence des électrons et k_{\perp} est le nombre d'onde dans la direction perpendiculaire au champ magnétique.

III.3 Irrégularités et fouillis

Qualitativement, il est possible de dire (53) que le signal reçu par le radar contient une information sur les cibles et une information sur le canal de propagation. Si, comme dans le cas des irrégularités d'ionisation, le canal n'est pas constant (54), le signal reçu contiendra une information sur les modifications du canal.

Le RHFOS ne peut pas faire, *a priori*, de distinction entre les différentes contributions contenues dans le signal. Les données sont traitées afin de concentrer l'énergie sur les cibles. De ce point de vue restrictif, un bateau, un avion, un volume élémentaire d'irrégularités d'ionisation et une surface élémentaire de mer sont des cibles mobiles. Mais, contrairement aux avions ou aux bateaux, la surface de la mer et les irrégularités d'ionisation varient rapidement par rapport aux temps du radar.

Le fouillis désigne l'écho d'éléments réflecteurs dont la variation temporelle est « rapide » par rapport aux temps caractéristiques du radar.

La signature en Doppler de chaque volume élémentaire d'irrégularité peut être, en théorie, déterminée à partir de la vitesse de dérive du volume et de l'auto-corrélation de la transformée de Fourier de la variation de l'indice (36) (38).

III.3.a Condition d'observation du fouillis

- Angle d'aspect

Il a été établi, d'après différentes expérimentations, que la puissance des échos d'irrégularités est fortement dépendante de l'angle formé par le vecteur d'onde et le champ magnétique terrestre (angle d'aspect)(49)(40)(50)(55).

Pour obtenir un signal de forte puissance, le vecteur d'onde et le champ magnétique terrestre doivent être orthogonaux. Chaque degré d'écart par rapport à cette configuration entraîne une perte d'environ 5 dB sur les échos provenant d'irrégularités.

Ce phénomène résulte de l'anisotropie de l'ionosphère : la mobilité des électrons est plus grande le long du champ magnétique terrestre.

D'une part, les irrégularités sont plus allongées (grande longueur d'onde) dans la direction parallèle que dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. D'autre part, la section efficace radar (SER) de l'irrégularité est maximale si la longueur d'onde de l'irrégularité est de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde du radar. Ainsi, la condition sur les longueurs d'ondes ne peut pas être satisfaite si l'onde se propage parallèlement au champ magnétique : la longueur d'onde de l'irrégularité dans cette direction est trop grande.

De manière théorique, la SER est calculée à partir de l'autocorrélation de la transformée de Fourier de la fluctuation de l'indice.

- **Temps de cohérence et période d'observation**

Il semble que le temps de cohérence des irrégularités soit de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes (49). Le temps de stabilité de l'ionosphère est de l'ordre de dix minutes (56).

À nos latitudes, l'apparition d'irrégularités est plus fréquente de nuit (50) (36).

IV PROPAGATION DANS L'IONOSPHERE

L'ionosphère est un plasma froid, c'est-à-dire que l'agitation thermique est négligeable par rapport à l'agitation provoquée par un champ électromagnétique appliqué (57) (38). Il est possible de calculer l'indice du milieu à partir de la loi de mouvement des charges.

De manière qualitative, nous pouvons dire que l'indice de l'ionosphère est inférieur à un et qu'il varie en fonction de l'altitude. L'ionosphère peut être vue comme la superposition d'une infinité de dioptries plans. Ainsi, une onde qui pénètre dans l'ionosphère est, à l'interface de chaque dioptrie, légèrement déviée de sa trajectoire selon la loi de Snell-Descartes.

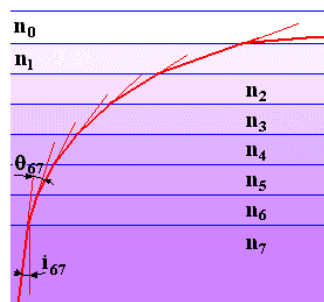


Fig. 27 : Propagation dans l'ionosphère.

Dans certains cas, il peut y avoir réflexion : l'indice du milieu devient négatif.

Notons que les relations, sommairement introduites ici, sont détaillées en annexe 2.

IV.1 Indice

La présence du champ magnétique terrestre rend le milieu de propagation anisotrope. Ainsi, l'indice de réfraction $\sqrt{\epsilon_r}$ dépend théoriquement de la densité d'ions N_i , de la densité d'électrons N_e , des fréquences de collisions des charges ν_i et ν_e , de la fréquence de rotation des charges autour du champ magnétique (gyrofréquence) Ω_i et Ω_e ainsi que de l'angle θ_{aspect} formé par le champ magnétique terrestre et le vecteur d'onde.

Toutefois, aux fréquences HF, il est possible d'ignorer les ions, à cause de leur inertie.

De plus, la propagation dans la couche D est négligée, car la densité de porteurs y est trop faible. Ceci équivaut à négliger les collisions, car elles ont principalement lieu dans la couche D.

Ainsi, nous pouvons écrire les deux pulsations caractéristiques du plasma de la manière suivante :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}} \quad \text{Éq. 28}$$

$$\omega_H = |q| \frac{B_0}{m} \quad \text{Éq. 29}$$

où ω_p est la pulsation plasma, N est la densité d'électrons, q est la charge de l'électron, ϵ_0 est la permittivité du vide, m est la masse de l'électron, ω_H est la pulsation gyromagnétique et B_0 est la norme du champ magnétique terrestre.

Nous introduisons maintenant les variables réduites d'Appleton et Hartree :

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{Éq. 30}$$

$$Y = \frac{\omega_H}{\omega} \quad \text{Éq. 31}$$

$$Y_L = Y \cos \theta_{aspect} \quad \text{Éq. 32}$$

$$Y_T = Y \sin \theta_{aspect} \quad \text{Éq. 33}$$

où ω est la pulsation de l'onde.

avec un angle d'aspect défini comme suit :

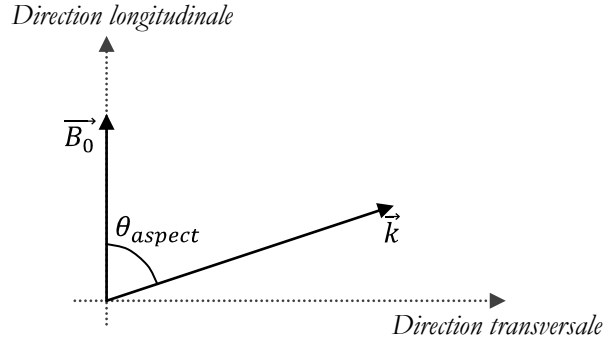


Fig. 28 : Angle d'aspect.

L'indice est donné par la relation d'Appleton et Hartree (58) :

$$\varepsilon_r = n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2}} \quad \text{Éq. 34}$$

Notons que le champ magnétique terrestre est modélisé par un dipôle de Gauss (57). Ce dipôle est situé à l'origine du repère géomagnétique (*cf.* annexe 3), et est orienté suivant l'axe $z_{\text{géomagnétique}}$ (Fig. 29).

L'origine du repère géomagnétique est confondue avec le centre de la terre, l'axe $x_{\text{géomagnétique}}$ est pointé vers l'intersection entre l'équateur magnétique et le méridien magnétique 0° , l'axe $y_{\text{géomagnétique}}$ est pointé vers l'intersection entre l'équateur magnétique et le méridien magnétique 90° , finalement, l'axe $z_{\text{géomagnétique}}$ est pointé vers le pôle nord magnétique (qui est physiquement un pôle sud).

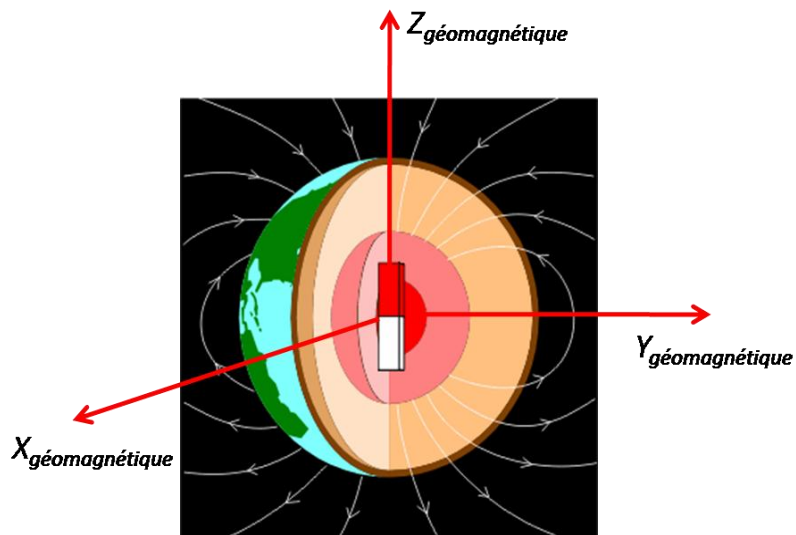


Fig. 29 : Dipôle de Gauss et repère géomagnétique.

La position du pôle nord magnétique a été relevée en 2001 (Fig. 30) par le département des Ressources Naturelles du Canada. La dernière estimation fiable de sa position date de 2005. Il se situait, alors, à $82,7^\circ$ de latitude nord et à $114,4^\circ$ de longitude ouest (59).

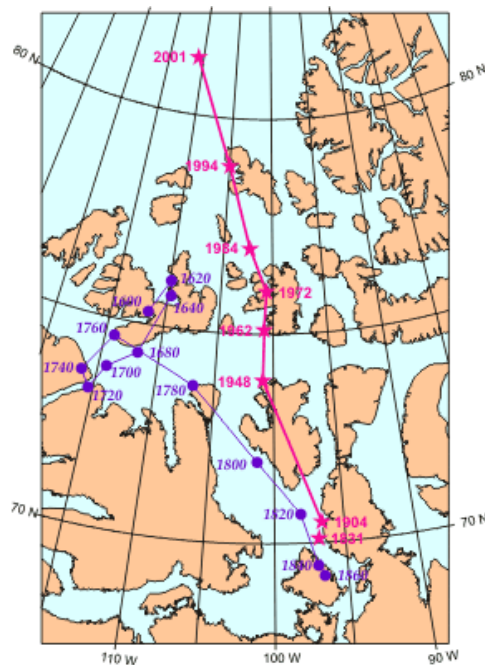


Fig. 30 : Position du pôle nord magnétique (59).

- **Polarisation théorique dans l'ionosphère**

Selon les auteurs et les choix des axes, le détail des équations de polarisation change. De manière générale, l'état de polarisation dans l'ionosphère est défini par les deux rapports R et Q :

$$R = \frac{E_x}{E_y} = \frac{i}{\cos \theta_{aspect}} \left(\frac{Y \sin^2 \theta_{aspect}}{2(1-X)} \mp \sqrt{\frac{Y^2 \sin^4 \theta_{aspect}}{4(1-X)^2} + \cos^2 \theta_{aspect}} \right) \quad \text{Éq. 35}$$

$$Q = \frac{E_z}{E_x} = iY_T \frac{(1-n^2)}{1-X} \quad \text{Éq. 36}$$

où Y , θ_{aspect} , X , Y_T et n sont les variables de la formule d'Appleton et Hartree.

avec le choix d'axes suivant :

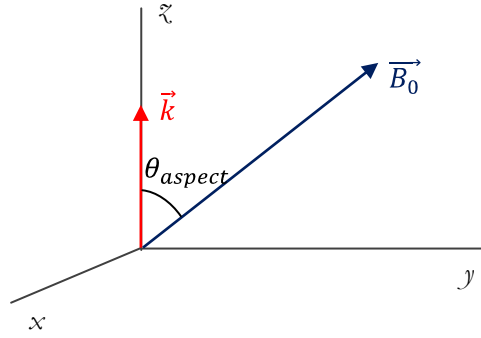


Fig. 31 : Configuration de la polarisation.

Q n'est pas nul car, dans un milieu anisotrope, il peut exister une composante longitudinale (57).

En fait, R et Q sont difficiles à étudier de manière générale. Comme pour la propagation, le problème est subdivisé en quatre modes.

- **Modes**

La formule d'Appleton et Hartree nous permet de distinguer quatre modes de propagation : deux modes en propagation transversale ($\theta_{aspect} = 90^\circ$) et deux modes en propagation longitudinale ($\theta_{aspect} = 0^\circ$).

Les modes circulaires droit et gauche (convention émetteur) ont lieu en propagation longitudinale. Leur indice est donné par :

$$n_{Droit} = \sqrt{1 - \frac{X}{1 - Y}} \quad \text{Éq. 37}$$

$$n_{Gauche} = \sqrt{1 - \frac{X}{1 + Y}} \quad \text{Éq. 38}$$

Leurs configurations sont les suivantes (57) :

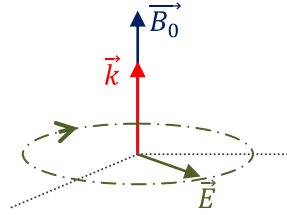


Fig. 32 : Mode circulaire gauche.

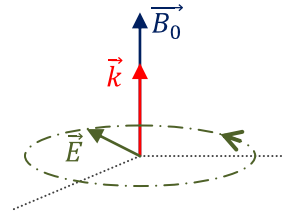


Fig. 33 : Mode circulaire droit.

Les modes ordinaire et extraordinaire ont lieu en propagation transversale. Leurs indices ont pour expressions :

$$n_{Ordinaire} = \sqrt{1 - X} \quad \text{Éq. 39}$$

$$n_{Extraordinaire} = \sqrt{1 - \frac{X(1 - X)}{(1 - X) - 2Y^2}} \quad \text{Éq. 40}$$

Leurs configurations sont les suivantes :

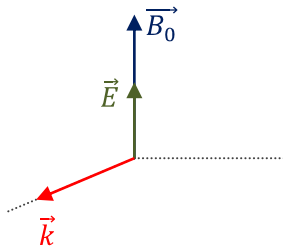


Fig. 35 : Mode ordinaire.

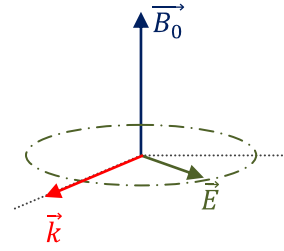


Fig. 34 : Mode extraordinaire.

IV.2 La solution WKB

La solution des équations de Maxwell dans les milieux homogènes n'est plus valable dans l'ionosphère, car l'indice varie le long du trajet de l'onde. Ainsi, pour une onde se propageant selon l'axe Z d'un repère cartésien, il n'est plus possible d'écrire :

$$E_y = A e^{\mp i k n z} \quad \text{Éq. 41}$$

$$H_x = \mp n A e^{\mp i k n z} \quad \text{Éq. 42}$$

où A est une constante.

G. Wentzel, H. A. Kramers et L. Brillouin ont proposé d'utiliser une solution approchée des équations de Maxwell. Ainsi, nous avons (60) :

$$E_y = A\sqrt{n} \exp\left\{\mp k \int^z |n| dz\right\} \quad \text{Éq. 43}$$

$$H_x = \mp n E_y \quad \text{Éq. 44}$$

Les conditions de validité de cette solution sont qualitatives. La solution n'est valable que si dn/dz et d^2n/dz^2 sont suffisamment petits. De plus, n ne doit pas être trop petit. Ces conditions indiquent que la solution WKB n'est pas valable au voisinage des points de réflexion puisqu'en ces lieux l'indice devient nul et les dérivées de l'indice tendent vers l'infini.

IV.3 Direction de propagation de l'énergie

Dans un milieu anisotrope, l'énergie ne se propage pas dans la même direction que la phase. C'est-à-dire que l'énergie ne se déplace pas dans la direction du vecteur d'onde. La trajectoire de l'énergie est appelée le rayon.

Il est possible de calculer l'angle entre le vecteur d'onde et le rayon. Nous avons :

$$\tan \psi = \frac{dn}{n d\theta} = \frac{1}{2n^2} \frac{d}{d\theta} n^2 \quad \text{Éq. 45}$$

En utilisant la formule d'Appleton et Hartree, nous pouvons écrire :

$$\tan \psi = \frac{1}{2} \left(\frac{n^2 - 1}{\pm \sqrt{\frac{Y_T^2}{2(1-X)} + Y_L^2}} \right) \left(\frac{Y_L Y_T}{1-X} \right) \quad \text{Éq. 46}$$

Notons, pour finir, que d'après cette dernière équation, la direction de propagation sera la même que dans le cas isotrope ($\psi = 0^\circ$) si $\theta_{aspect} = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ou 270° .

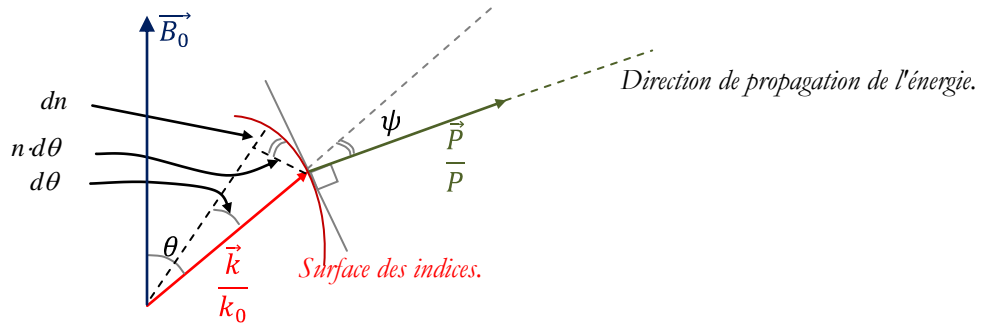


Fig. 36 : Directions de propagation de l'énergie et de la phase. \vec{P} est le vecteur de Poynting et k_0 est le nombre d'onde dans le vide.

IV.4 Modélisation de la propagation dans une irrégularité

Il y a, selon le point de vue, peu ou beaucoup de références sur le sujet. La propagation dans une irrégularité d'ionisation, tout comme dans l'ionosphère ou le long de la surface de la mer, relève de la propagation dans les milieux aléatoires (32) (40). Il y a, sur ce sujet, de très nombreuses références, notamment les publications de A. Ishimaru (61).

Toutefois, l'arsenal formel de la propagation dans les milieux aléatoires n'est pas toujours utilisé.

Une approche probabiliste simple, consiste à modéliser l'irrégularité par une distribution gaussienne. Cette méthode, associée à une modélisation de l'ionosphère de type Chapman, semble bien adaptée au calcul du contenu électronique total (62).

V. R. Eshleman, propose, quant à lui, une méthode de simulation fondée sur les équations de la diffusion des particules chargées. Il simule, ainsi, l'effet d'une sur-ionisation ou d'une sous-ionisation (39).

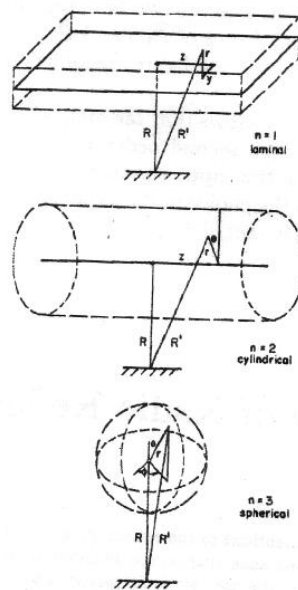


Fig. 37 : Distributions laminale, cylindrique et sphérique proposées par V.R. Eshleman.

Il est toutefois difficile de se forger un avis sur le sujet, puisqu'aucune théorie générale sur la propagation dans les irrégularités ne semble se dégager.

V TECHNIQUES DE SUPPRESSION DU FOUILLIS

Les méthodes proposées dans la littérature pour supprimer le fouillis ionosphérique se fondent sur : le traitement adaptatif du signal, la bipolarisation, l'identification de processus ou l'utilisation de réseaux auxiliaires.

Une technique consiste à mettre en œuvre un traitement adaptatif spatial (63) (64). Il s'agit de réaliser une formation adaptative de faisceaux par le calcul, afin de supprimer la direction d'arrivée du fouillis. Un réseau de réception auxiliaire peut être ajouté afin d'améliorer le traitement (64) (62). Nous supposons que le réseau auxiliaire permet de ne pas perdre totalement les informations concernant les cibles. En effet, elles peuvent se situer dans le même azimut que le fouillis.

Il est possible de compléter, ou de remplacer, le traitement spatial par un traitement temporel (65).

Plusieurs auteurs mettent en parallèle les données provenant du réseau de réception principal, d'un réseau de réception auxiliaire en polarisation verticale et d'un réseau auxiliaire en polarisation horizontale (62) (66) (67). Ainsi, le traitement adaptatif peut être mis en œuvre en utilisant les données directes, les données auxiliaires verticales ou les données auxiliaires horizontales. Notons que les réseaux auxiliaires sont parfois constitués d'un élément unique.

Certains auteurs émettent un doute sur la cohérence (spatiale et temporelle) du fouillis, ainsi que sur la corrélation entre le signal provenant du réseau à polarisation horizontale et du réseau à polarisation verticale (67). Toutefois, ils utilisent des traitements fondés sur ces hypothèses.

La bipolarisation peut être utilisée indépendamment du traitement adaptatif. Il s'agit, alors, d'étudier la dérive de phase entre les signaux provenant du réseau principal et les signaux provenant du réseau auxiliaire à polarisation horizontale (68).

La bipolarisation est aussi utilisée dans des approches polarimétriques (69) (70). Chaque donnée, constituée d'une composante horizontale et d'une composante verticale, est placée sur la sphère de Poincaré. Le traitement consiste à ne conserver que les données se situant autour du lieu représentant la polarisation verticale pure.

Une dernière technique consiste à mettre en œuvre des méthodes d'identification de processus (71) (72). Le fouillis est supposé être l'un des paramètres du canal de propagation.

Notons que, de manière générale, une certaine confusion, entre interférences, interférences réfléchies par l'ionosphère, fouillis et bruit, est présente dans les articles concernant l'élimination du fouillis ionosphérique. Quoi qu'il en soit, lorsqu'il s'agit réellement de fouillis ionosphérique, il est de faible amplitude par rapport aux cibles et au premier ordre de Bragg. De plus, il s'étale généralement sur une bande Doppler allant de -0,2 Hz à 0,2 Hz.

Ainsi, il semble, d'une part, que les phénomènes traités ne soient pas identiques à ceux qui font l'objet de ce travail et, d'autre part, que les cibles, lorsqu'elles sont présentes, ne se situent jamais dans le fouillis. L'objet de ce travail de thèse est d'essayer de compléter les travaux mentionnés en améliorant le traitement du fouillis.

DEUXIEME PARTIE : POLARISATION THEORIQUE ET POLARISATION REELLE DANS L'IONOSPHERE

Nous présentons ici notre travail sur la propagation dans l'ionosphère. Nous avons voulu déterminer si l'intensité du champ en polarisation horizontale est suffisante pour pouvoir être mesurée, et s'il existait une relation entre le champ en polarisation verticale et le champ en polarisation horizontale.

Dans cet objectif nous avons développé, en C++, un outil de simulation capable de fournir des informations sur l'état de polarisation de l'onde réfléchi par l'ionosphère.

I INTRODUCTION

L'onde réfléchi par l'ionosphère a, dans le cas le plus général, une polarisation elliptique (60). L'idée générale, qui sous-tend notre démarche, est de mesurer sélectivement le signal de fouillis ionosphérique en se fondant sur la polarisation.

Cependant, l'anisotropie de l'ionosphère entraîne une difficulté dans la définition de la polarisation. Cette difficulté va du choix des axes de référence à l'appellation des modes de propagation dans l'ionosphère.

La possibilité d'une mesure sélective du fouillis ionosphérique dépend fortement de l'état réel de la polarisation dans l'ionosphère, et donc des caractéristiques de ce milieu.

I.1 Position du problème

- **Hypothèses simplificatrices**

Nous nous plaçons en coordonnées sphériques et à grande distance des sources. La propagation s'effectue selon \vec{r} . L'onde étant localement plane, seuls les champs électriques \vec{E}_θ et \vec{E}_φ peuvent être non nuls.

Nous négligeons les déviations latérales dues à la propagation dans l'ionosphère, c'est-à-dire que nous considérons que l'onde se propage dans un plan.

- **Polarisation verticale et polarisation horizontale**

Un élément rayonnant (antenne de réception ou d'émission) est placé à l'origine d'un repère $(o, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. M est un point sur le trajet de l'onde, il a pour coordonnées $(r_1, \theta_1, \varphi_1)$. P est le plan, contenant \vec{z} , qui relie l'élément rayonnant au point M ; selon les hypothèses faites plus haut, P contient la trajectoire de l'onde (Fig. 38).

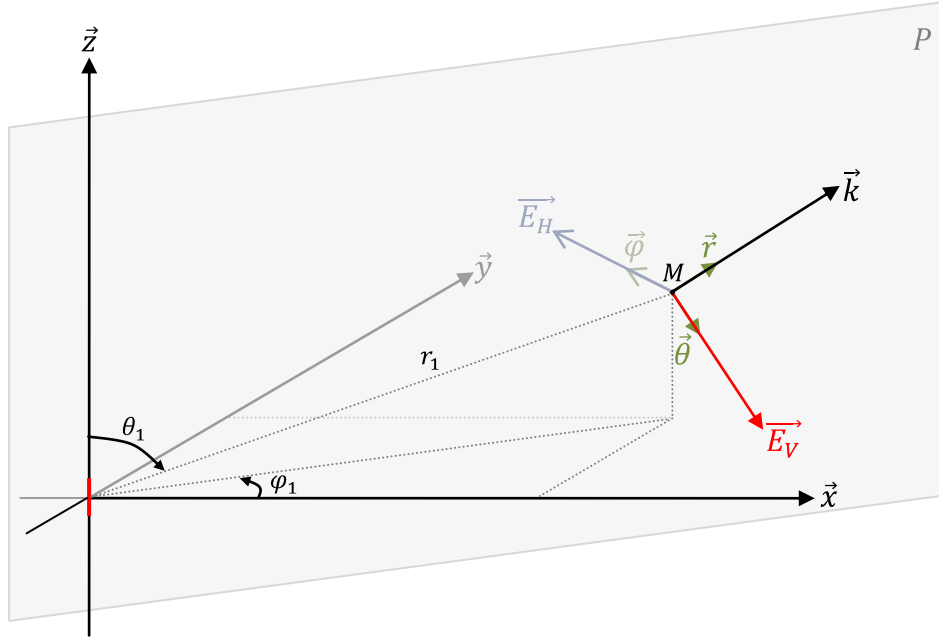


Fig. 38 : Polarisation horizontale.

Le champ électrique \vec{E} , au point M , se décompose en une composante horizontale \vec{E}_H et une composante verticale \vec{E}_V , telles que, \vec{E}_V est dans le plan P , et \vec{E}_H est orthogonale à P .

\vec{E}_V est le champ en polarisation verticale et \vec{E}_H est le champ en polarisation horizontale. Au point M , dans le repère local $(M, \vec{r}, \vec{\theta}, \vec{\varphi})$ et sous les hypothèses faites plus haut, \vec{E}_V et \vec{E}_H se ramènent à \vec{E}_θ et \vec{E}_φ .

• Problème

Le signal émis par le radar est à polarisation verticale. Dans l'ionosphère, l'onde ne conserve pas cette polarisation. Ainsi, de la manière la plus générale, le fouillis ionosphérique a une polarisation elliptique. Cette polarisation est séparée en une polarisation verticale et une polarisation horizontale.

Le signal S_V reçu par le RHFOFOS est en polarisation verticale et peut s'exprimer ainsi :

$$S_V = \alpha_1 S_{iono}^V + \beta S_{os} \quad \text{Éq. 47}$$

où S_{iono}^V est le signal de fouillis possédant une polarisation verticale, S_{os} est le signal utile qui se propage par onde de surface, α et β sont peut-être dépendants du temps et complexes.

Les ondes de surface étant polarisées verticalement, le signal S_H reçu sur une antenne à polarisation horizontale peut s'écrire :

$$S_H = \alpha_2 S_{iono}^H \quad \text{Éq. 48}$$

où S_{iono}^H est le signal de fouillis possédant une polarisation horizontale.

Nous cherchons à savoir s'il est possible de trouver une estimation du signal de fouillis possédant une polarisation verticale ($\widehat{S_{iono}^V}$). Nous aurions alors :

$$S_{OS} = \frac{1}{\beta} \left(S_V - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \widehat{S_{iono}^V} \right) \quad \text{Éq. 49}$$

le cas le plus simple étant la relation proportionnelle : $\widehat{S_{iono}^V} = \Lambda S_H$ avec $\Lambda \in \mathbb{R}$.

I.2 Rotation faraday

L'existence de deux modes circulaires avec des indices de phase différents, entraîne, comme en optique, la rotation du plan de polarisation (Fig. 39).

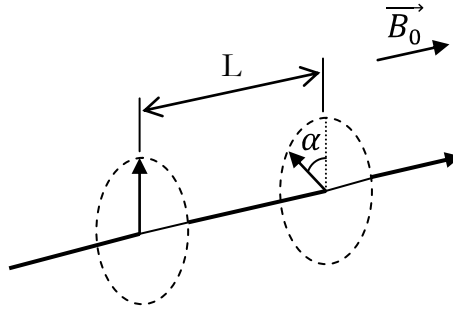


Fig. 39 : Rotation Faraday.

Cette rotation est proportionnelle à la différence des indices :

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \left(\sqrt{1 - \frac{X}{1-Y}} - \sqrt{1 - \frac{X}{1+Y}} \right) L \quad \text{Éq. 50}$$

avec α l'angle de rotation du plan de polarisation, ω la pulsation de la porteuse, L la distance parcourue par l'onde, X et Y sont les fréquences plasma et gyromagnétique normalisées.

Ainsi, la propagation transverse est pour nous un atout : si le plan de polarisation est suffisamment modifié, nous pouvons espérer obtenir une composante horizontale qui permettra de mesurer S_{iono}^H .

I.2.a Favoriser la propagation transverse ?

Malheureusement, comme nous allons le voir, il n'est pas possible de garantir une propagation transverse pour tous les azimuts et tous les angles d'élévations.

En utilisant la loi de Bouguer (loi de Snell-Descartes en symétrie sphérique) et les formules d'orthodromie (l'onde se voyage selon un grand cercle terrestre), il est possible de calculer facilement la projection d'un vecteur d'onde \vec{k} , dans le plan du champ magnétique terrestre \vec{B}_0 .

La loi de Bouguer, connaissant l'élévation à l'émission, fournit la distance parcourue au sol entre le point d'émission et la base de l'ionosphère :

$$\beta_{iono} = \cos^{-1} \left(\left(\frac{r_0}{r_0 + Z_{iono}} \right) \cos(\beta_{radar}) \right) \quad \text{Éq. 51}$$

$$d_{sol} = r_0(\beta_{iono} - \beta_{radar}) \quad \text{Éq. 52}$$

où β_{iono} est l'élévation au point d'entrée dans l'ionosphère, r_0 est le rayon de la terre, Z_{iono} est l'altitude de la base de l'ionosphère, β_{radar} est l'élévation au niveau du sol et d_{sol} est la distance parcourue au sol.

Les relations orthodromiques donnent, à partir de la distance au sol et de la position du radar, la position du point d'entrée dans l'ionosphère et l'azimut de \vec{k} en ce point :

$$\begin{aligned} colat_{iono} = \cos^{-1} & \left(\cos(d_{rad}) \cos(colat_{radar}) \right. \\ & \left. + \sin(d_{rad}) \sin(colat_{radar}) \cos(\alpha_{radar}) \right) \end{aligned} \quad \text{Éq. 53}$$

$$long_{iono} = long_{radar} + \sin(\alpha_{radar}) \frac{\sin(d_{rad})}{\sin(colat_{iono})} \quad \text{Éq. 54}$$

$$\alpha_{iono} = \sin^{-1} \left(\sin(\alpha_{radar}) \frac{\cos(\pi/2 - colat_{radar})}{\cos(\pi/2 - colat_{iono})} \right) \quad \text{Éq. 55}$$

où $colat_{iono}$ est la co-latitude du point d'entrée dans l'ionosphère, d_{rad} est la distance au sol comptée en radians, $colat_{radar}$ est la co-latitude du radar, α_{radar} est l'azimut au niveau du sol, $long_{iono}$ est la longitude du point d'entrée dans l'ionosphère, $long_{radar}$ est la longitude du radar et α_{iono} est l'azimut à la base de l'ionosphère.

Après un simple passage du repère géographique au repère géomagnétique, il est facile de décomposer \vec{k} en un vecteur d'onde transversal et un vecteur d'onde longitudinal. En effet, le vecteur d'onde et le champ magnétique terrestre (modèle du dipôle) sont maintenant exprimés au même point, et dans le même repère.

Pour un radar ayant la même position que le système développé par l'ONERA (44,3°N; -1,26°E), la propagation ne sera purement transverse que pour une élévation de 20° et un azimut de 340° (avec une altitude de la base de l'ionosphère de 100 km).

Notons que ces valeurs varient très peu en fonction de l'altitude de la base de l'ionosphère.

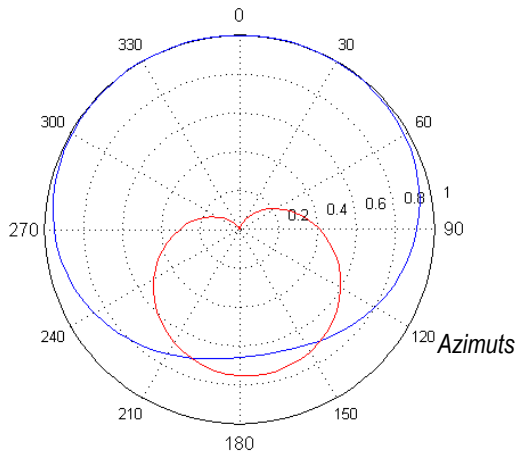


Fig. 40 : Projection de $\vec{k}/\|\vec{k}\|$ sur le repère du champ magnétique pour une élévation de 20° . La projection transversale est en bleu et la projection longitudinale est en rouge.

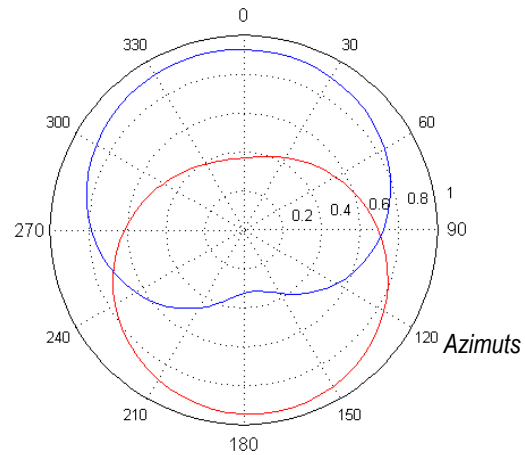


Fig. 41 : Projection de $\vec{k}/\|\vec{k}\|$ sur le repère du champ magnétique pour une élévation de 45° . La projection transversale est en bleu et la projection longitudinale est en rouge.

Ainsi, il n'y a qu'un seul couple [azimut ; élévation] pour lequel la propagation soit purement transverse.

I.3 La sortie de l'ionosphère

L'onde qui se propage dans l'ionosphère est une combinaison de quatre modes. Toutefois, en fonction du parcours de l'onde, de Y et de X , un mode peut avoir « plus de chances » d'exister qu'un autre (73).

À la sortie de l'ionosphère, ces modes de propagation n'existent plus puisque le milieu est linéaire, isotrope et homogène. De plus, nous avons $E_z = 0$ et $Q = 0$ puisqu'à grande distance des sources, nous pouvons considérer que l'onde est localement plane.

I.3.a Polarisation en radar

En réception, seuls deux modes sont considérés : le mode ordinaire et le mode extraordinaire (73) (74) (69).

Contrairement à l'approche détaillée dans la première partie, la distinction entre les modes ne se fait que sur l'indétermination apportée par le signe \pm . Le mode ordinaire (noté O) est obtenu avec le signe $+$; le mode extraordinaire (noté X) est obtenu avec le signe $-$.

Il n'y a plus de distinction entre les propagations transverse et parallèle. La polarisation des modes est elliptique (Fig. 42). La configuration des modes est la suivante (60) :

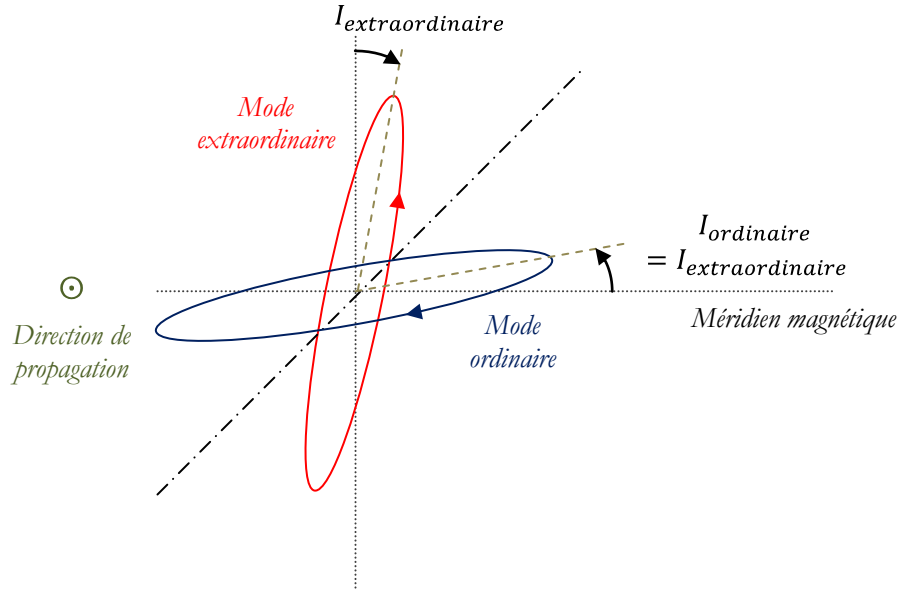


Fig. 42 : Modes ordinaire et extraordinaire, point de vue des radaristes.

I.3.b Retour au RHFOS

L'état de polarisation du point de vue du RHFOS (noté ρ') est défini comme suit :

$$\rho' = \frac{E_V}{E_H} = \Gamma \rho = \Gamma \frac{E_y}{E_x} \quad \text{Éq. 56}$$

où Γ représente le passage du repère mobile $(M, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ aligné sur le champ magnétique terrestre au repère mobile $(M, \vec{r}, \vec{\theta}, \vec{\varphi})$ défini en I.1.

D'un point de vue purement pratique, les détails de la polarisation de l'onde ne nous intéressent pas. Nous nous intéressons uniquement à l'intensité (Éq. 57) du champ dans chacune des polarisations, c'est-à-dire à l'énergie disponible pour une antenne à polarisation verticale et une antenne à polarisation horizontale.

$$I = \frac{\|\vec{E}\|^2}{2\xi} \quad \text{Éq. 57}$$

$$\frac{I_V}{I_H} = \overline{\|\rho'\|} = \overline{\|\Gamma\rho\|} \quad \text{Éq. 58}$$

où I est la densité de puissance d'une onde plane en W/m^2 , \vec{E} est un champ électrique et ξ est l'impédance d'onde.

Ainsi, même si l'état de polarisation ρ calculé à la sortie de l'ionosphère est favorable pour notre problème, il est possible que, vue du radar, à cause du changement de repère, l'énergie disponible en polarisation H soit faible.

I.4 Objectifs

Estimer S_{iono}^V suppose que le signal S_H ait une amplitude suffisante pour pouvoir être mesuré, que la relation entre S_{iono}^V et S_{iono}^H existe, et que cette relation varie lentement par rapport aux constantes de temps du système.

Nous cherchons à réaliser un grand nombre de simulations, afin de savoir si nous pouvons affirmer que S_H a une amplitude suffisante, et qu'une relation existe entre S_{iono}^V et S_{iono}^H . Lors des simulations, nous voulons faire varier la position du radar, le profil de densité de l'ionosphère ainsi que la direction d'émission (azimut et élévation).

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art, l'état de polarisation ρ peut être obtenu à partir de la concentration électronique N , du champ magnétique terrestre B_0 et du vecteur d'onde \vec{k} . N et B_0 sont connues, il nous faut calculer \vec{k} . Par la suite, en calculant Γ , nous pourrions obtenir l'état de polarisation ρ' vu du RHFOS.

Le programme de tracé de rayon numérique 3D de R.M. Jones et J.J. Stephenson (75) permet de calculer \vec{k} . Cependant, il est codé en Fortran 77, \vec{k} n'est pas une sortie disponible, le modèle d'ionosphère utilisé est celui de S. Chapman (qui n'est pas adapté à notre cas), les modes ainsi que le système de coordonnées ne sont pas clairement définis et faire varier un paramètre est un problème inextricable.

Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de programmer en C++ un outil de simulation, fondé sur les méthodes mises en œuvre par de R.M. Jones et J.J. Stephenson, qui permettent d'obtenir \vec{k} , ρ et Γ pour plusieurs modèles d'ionosphère, plusieurs techniques d'intégration, quelle que soit la configuration de l'émetteur.

Avant de s'intéresser à la programmation, définissons les équations à intégrer et les méthodes d'intégration.

II EQUATIONS DE PROPAGATION

Nous avons introduit, dans la première partie, l'équation de l'indice de réfraction de l'ionosphère. Nous avons, de plus, établi que l'énergie ne se propageait pas dans la même direction que la phase. Nous devons maintenant écrire les équations qui régissent le transport de l'énergie.

Notons que les principes énoncés ici sont détaillés en annexe 2.

II.1 Hamiltonien du système

Nous savons que la trajectoire de l'énergie (ou le rayon) est régie par une relation de type hamiltonien. Cette relation peut se déduire de la configuration géométrique du vecteur d'onde et du vecteur vitesse.

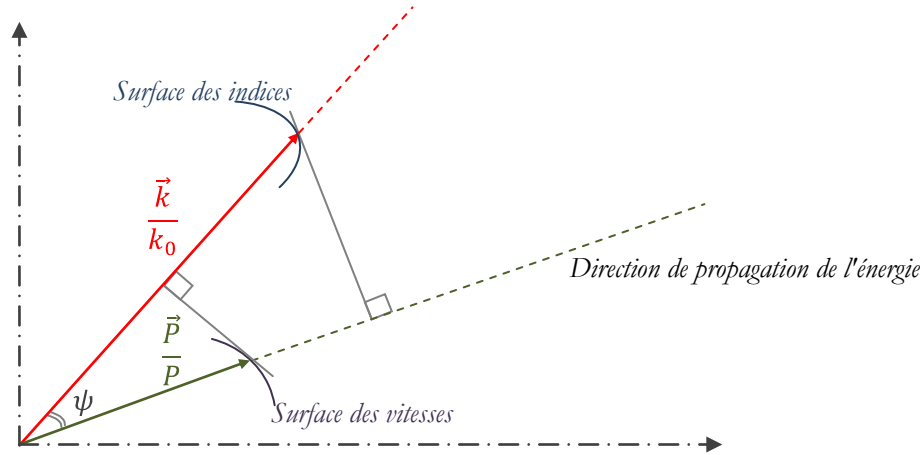


Fig. 43 : Géométrie du rayon.

Ainsi, qualitativement, le gradient spatial de \vec{P}/P est proportionnel aux variations temporelles de \vec{k}/k_0 et le gradient spatial de \vec{k}/k_0 proportionnel aux variations temporelles de \vec{P}/P . Il s'agit donc de variables conjuguées, la loi de propagation, qui est du second ordre, peut se ramener à deux relations du premier ordre.

Les équations de Haselgrove, présentées en annexe 2, sont l'expression d'un hamiltonien du rayon en coordonnées sphériques. Cependant, ces équations ne sont pas adaptées au calcul numérique (75).

Pour un calcul numérique, il est préférable d'adapter l'hamiltonien et la variable indépendante à la configuration du calcul à effectuer.

Ainsi, nous avons (58) :

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \nabla_{\vec{k}} H(\vec{r}, \vec{k}) \quad \text{Éq. 59}$$

$$\frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\nabla_{\vec{r}} H(\vec{r}, \vec{k}) \quad \text{Éq. 60}$$

où \vec{r} est la position du rayon, $H(\vec{r}, \vec{k})$ est l'hamiltonien choisi, $\nabla_{\vec{k}}$ est le gradient selon \vec{k} , $\nabla_{\vec{r}}$ est le gradient selon \vec{r} et τ est une variable indépendante.

Soit en coordonnées sphériques :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial k_r} \\ \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial k_\theta} \\ \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial k_\varphi} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dk_r}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial r} + k_\theta \frac{d\theta}{d\tau} + k_\varphi \sin \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \\ \frac{dk_\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial H}{\partial \theta} - k_\theta \frac{dr}{d\tau} + k_\varphi r \cos \theta \frac{d\varphi}{d\tau} \right) \\ \frac{dk_\varphi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(-\frac{\partial H}{\partial \varphi} - k_\varphi \sin \theta \frac{dr}{d\tau} - k_\theta r \cos \theta \frac{d\theta}{d\tau} \right) \end{array} \right. \quad \text{Éq. 61}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dt_g}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \omega} \\ \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial t_g} \end{array} \right.$$

où t_g est le temps de groupe

L'hamiltonien le plus adapté à l'utilisation de la formule d'Appleton est Hartree est le suivant :

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{c_0^2}{\omega^2} (k_r^2 + k_\theta^2 + k_\varphi^2) - n^2 \right) \quad \text{Éq. 62}$$

Notons que l'hamiltonien est constant (et nul) le long du rayon.

La variable indépendante « naturelle » est le retard de phase t_Ψ puisque : $dt_\Psi/d\tau = 1$.

Cependant, nous choisissons le chemin de groupe P' comme variable indépendante, car il permet de changer d'hamiltonien au cours du calcul. Nous avons :

$$\frac{dP'}{d\tau} = -c_0 \frac{\partial H}{\partial \omega} \quad \text{Éq. 63}$$

P' a été choisie car nous avons envisagé d'utiliser l'hamiltonien de H.G. Booker. Cet hamiltonien reste valable lorsque le rayon traverse des zones de sur-densité ou de sous-densité :

$$\begin{aligned} H_{\text{BOOKER}} = & (1 - X - Y)(c_0 k)^4 + X(kY)^2 c_0^4 k^2 \\ & + (-2(1 - X)^2 + Y^2(2 - X))(c_0 k \omega)^2 \\ & - X(kY)^2 (c_0 \omega)^2 \\ & + ((1 - X)^2 - Y^2)(1 - X)\omega^4 \end{aligned} \quad \text{Éq. 64}$$

II.2 Equations à intégrer

Indépendamment de l'hamiltonien, les équations à intégrer pour obtenir la position sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{dP'} = -\frac{1}{c_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial k_r}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} \\ \frac{d\theta}{dP'} = -\frac{1}{rc_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial k_\theta}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} \\ \frac{d\varphi}{dP'} = -\frac{1}{r \sin \theta c_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial k_\varphi}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} \end{array} \right. \quad \text{Éq. 65}$$

Pour le vecteur d'onde nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dk_r}{dP'} = \frac{1}{c_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial r}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} + k_\theta \frac{d\theta}{dP'} + k_\varphi \sin \theta \frac{d\varphi}{dP'} \\ \frac{dk_\theta}{dP'} = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{c_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial \theta}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} - k_\theta \frac{dr}{dP'} + k_\varphi r \cos \theta \frac{d\varphi}{dP'} \right) \\ \frac{dk_\varphi}{dP'} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{1}{c_0} \frac{\frac{\partial H}{\partial \varphi}}{\frac{\partial H}{\partial \omega}} - k_\varphi \sin \theta \frac{dr}{dP'} - k_\theta r \cos \theta \frac{d\theta}{dP'} \right) \end{array} \right. \quad \text{Éq. 66}$$

Nous ajoutons la longueur du rayon :

$$\frac{ds}{dP'} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial H}{\partial k_r}\right)^2 + r^2 \left(\frac{\partial H}{\partial k_\theta}\right)^2 + (r \sin \theta)^2 \left(\frac{\partial H}{\partial k_\varphi}\right)^2}}{c_0 \frac{\partial H}{\partial \omega}} \quad \text{Éq. 67}$$

Notons que le deuxième membre de ces équations est toujours connu. Puisqu'il est possible de calculer H et ses dérivées au point initial du rayon, il est possible de calculer la position et le vecteur d'onde au deuxième point du rayon. Ainsi, de proche en proche, H et ses dérivées sont toujours connus.

III L'ALGORITHME DE RUNGE ET KUTTA

Nous avons sept équations différentielles ordinaires du premier ordre à intégrer. Nous choisissons, dans un premier temps, la méthode d'intégration de Runge et Kutta (76). Cette méthode est détaillée en annexe 4 ; nous présentons ici les principales formules.

III.1 Principe

Les équations sont de la forme :

$$\frac{dy_i(x)}{dx} = f_i(x, y_1, \dots, y_n) \quad \text{Éq. 68}$$

où la fonction f_i est connue, et x une variable indépendante.

La méthode consiste à propager la solution à partir d'un point x_0 .

En x_0 , les $y_i(x_0)$ sont connus ; il est possible de calculer la dérivée en ce point. Au premier ordre, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + dx \\ y_i(x_1) = y_i(x_0) + dy_i = y_i(x_0) + \left. \frac{dy_i(x)}{dx} \right|_{x_0} dx \end{cases} \quad \text{Éq. 69}$$

Posons $dx = h$, nous avons :

$$y_i(x_1) = y_i(x_0) + hf(x_0, y_1(x_0), \dots, y_n(x_0)) \quad \text{Éq. 70}$$

D'où la forme générale d'Euler :

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n) \quad \text{Éq. 71}$$

où h est le pas d'intégration.

Afin de réduire l'erreur propagée, Runge et Kutta proposent d'évaluer la forme d'Euler en plusieurs points intermédiaires. L'intervalle h est divisé en N points afin de calculer N couples (x, y) . Ces couples sont utilisés pour évaluer y_{n+1} .

Nous utilisons cette méthode à l'ordre six. Cependant le résultat est d'ordre cinq, l'ordre « supplémentaire » étant utilisé pour évaluer l'erreur et adapter le pas.

Nous avons :

$$\begin{aligned} k_1 &= hf(x_n, y_n) \\ k_2 &= hf(x_n + a_2h, y_n + b_{21}k_1) \\ &\dots \\ k_6 &= hf\left(x_n + a_6h, y_n + \sum_{p=1}^5 b_{6p}k_p\right) \end{aligned} \quad \text{Éq. 72}$$

La nouvelle valeur de y est :

$$y_{n+1} = y_n + \sum_{p=1}^6 c_p^* k_p + \varepsilon \quad \text{Éq. 73}$$

où ε est une erreur d'ordre 6.

L'erreur est donnée par :

$$\Delta = y_{n+1} - y_n - \sum_{p=1}^6 c_p k_p - \varepsilon \quad \text{Éq. 74}$$

où ε est une erreur d'ordre 5.

Les coefficients a , b , c et c^* sont tabulés.

III.2 Pas adaptatif

Il est souhaitable que l'adaptation du pas soit différente selon que le pas idéal est plus grand ou plus petit que le pas courant.

Nous avons :

$$h_{\text{idéal}} = \begin{cases} h_{\text{courant}} \left| \frac{\Delta_{\text{demandée}}}{\Delta_{\text{courante}}} \right|^{0,2} & \text{si } \Delta_{\text{demandée}} \geq \Delta_{\text{courante}} \\ h_{\text{courant}} \left| \frac{\Delta_{\text{demandée}}}{\Delta_{\text{courante}}} \right|^{0,25} & \text{si } \Delta_{\text{demandée}} < \Delta_{\text{courante}} \end{cases} \quad \text{Éq. 75}$$

Notons que l'erreur $\Delta_{\text{demandée}}$ n'est pas définie par l'utilisateur. Elle n'a pas une valeur fixe. Elle est une fraction de y . Ainsi, $\Delta_{\text{demandée}} = \alpha y$. L'utilisateur ne choisit que le paramètre α .

IV ORGANISATION DU PROGRAMME

Le programme est détaillé, sous forme d'algorithme en annexe 4, et en notation UML en annexe 5. Nous ne présentons ici que notre principe de programmation.

IV.1 Principe

Afin d'obtenir la flexibilité qu'il manquait au programme de R.M. Jones et J.J. Stephenson, nous utilisons les facilités apportées par le C++ en termes de programmation, notamment les classes virtuelles et le mécanisme de polymorphisme (77) (78).

Ainsi, la structure du programme est réalisée avec des classes virtuelles. Grâce au polymorphisme, la classe à utiliser réellement est déterminée lors de l'exécution. La seule contrainte qu'impose cette approche est que toutes les classes d'un même type, c'est-à-dire

dérivant d'une même classe virtuelle, doivent avoir des méthodes avec des signatures identiques.

IV.1.a Structure

D'après l'annexe 2, et en adoptant un point de vue systémique, la propagation dans l'ionosphère consiste en :

- des outils, c'est-à-dire, des points, des vecteurs, une terre et des indices;
- un rayon, qui dépend des modèles d'ionosphère, des méthodes d'intégrations et de la configuration du radar.

Pour avoir un outil opérationnel, il faut, bien sûr, ajouter des entrées/sorties.

Pour résumer, nous avons :

<u>Outils</u>	<u>Corps du programme</u>			<u>Entrées/Sorties</u>
Point		Rayon		Tracé
Vecteur		↓		Stockage
Terre	Modèle	Intégrateur	Configurateur	Lecture
Indice				

• Les classes virtuelles

Le programme est construit à l'aide des classes virtuelles *Modèle*, *Intégrateur* et *Configurateur*. Il consiste en un canevas définissant les actions à réaliser pour calculer un rayon. C'est-à-dire que nous programmons, dans un premier temps, les relations de dépendance entre les éléments du programme. Par exemple, nous définissons :

- le passage de la valeur de l'indice et de ses dérivées de la classe *Modèle* à la classe *Rayon* ;
- l'optimisation du pas d'intégration par la classe *Intégrateur* ;
- la génération d'une alerte par la classe *Configurateur* lorsque le dernier point du rayon est atteint.

La manière dont ces classes calculent l'indice, le pas, les dérivés, etc. n'est pas définie à ce stade.

Ainsi, le cœur du programme n'est qu'une description virtuelle, impossible à exécuter par un ordinateur. Pour rendre le programme opérationnel, il faut définir concrètement des modèles, des techniques d'intégration et des configurations radar.

• Classes « réelles »

Nous avons implémenté six modèles d'ionosphère, une technique d'intégration et une manière de configurer le rayon. Ces classes « réelles » héritent toutes des classes virtuelles *Modèle*, *Intégrateur* et *Configurateur*, c'est-à-dire qu'elles définissent, concrètement,

de quelle façon sera calculé l'indice, comment sera optimisé le pas ou quel critère sera utilisé pour arrêter le calcul.

Lors de la compilation, seules les classes virtuelles sont mises en relation. La classe réelle à utiliser n'est déterminée que, lors de l'exécution, en fonction des choix de l'utilisateur.

IV.1.b Apport de la méthode de programmation

D'après ce qui précède, il est possible de développer une infinité de modèles, de techniques d'intégration ou de configurations radar.

Cette approche répond parfaitement à notre objectif : tester un grand nombre de cas, afin d'estimer la faisabilité d'une élimination du fouillis fondée sur la polarisation.

IV.1.c Modification du programme

Les traitements associés au radar NOSTRADAMUS (*cf.* quatrième partie) sont programmés en langage C. Afin de pouvoir utiliser le programme dans la chaîne de traitement NOSTRADAMUS, il nous a été demandé de créer une couche d'interface $C \leftrightarrow C++$.

Bien évidemment, cette modification réduit considérablement la flexibilité du programme. La classe *Rayon* est remplacée par une fonction C classique et elle contient les facilités d'entrées/sorties.

IV.2 Les modèles

Le modèle Multi-Quasi-Parabolique, décrit dans l'annexe 1, n'est pas suffisant pour décrire un profil d'ionisation. Par exemple, le profil suivant (*Fig. 44*) est mieux décrit par un « profil ajusté » fondé sur la méthode du *fitting* (*Fig. 46*). Ce nouveau profil consiste en un nombre important de couches de type Quasi-Parabolique (15 dans cet exemple).

Le modèle idéal est un profil de référence du type *International Reference Ionosphere* ou *IRI* (79) avec un pas d'échantillonnage suffisamment fin pour être compatible avec la méthode d'intégration.

Ainsi, nous avons programmé trois modèles d'ionosphère sans champ magnétique : le modèle MQP, le « modèle ajusté » fondé sur la méthode du *fitting* et le profil de point. À cela s'ajoutent les trois mêmes modèles, mais avec la prise en compte du champ magnétique terrestre.

Les dérivées sont obtenues de la manière suivante :

$$f'(x) = \frac{f\left(x + \frac{h}{2}\right) - f\left(x - \frac{h}{2}\right)}{h} \quad \text{Éq. 76}$$

où h est l'intervalle choisi.

La principale difficulté est de choisir les intervalles qui permettent de calculer les dérivées. En effet, s'ils sont trop petits, la dérivée devient trop sensible et le rayon diverge. En revanche, s'ils sont trop grands, la dérivée est mal estimée et le rayon diverge aussi.

Nous avons choisi empiriquement un intervalle de fréquence de 10 kHz, un intervalle de distance de 10 cm et un intervalle de 10^{-4} pour les composantes du vecteur d'onde et pour les angles.

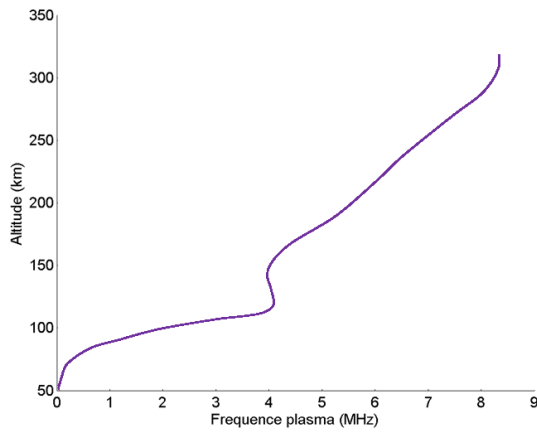


Fig. 44 : Profil réel.

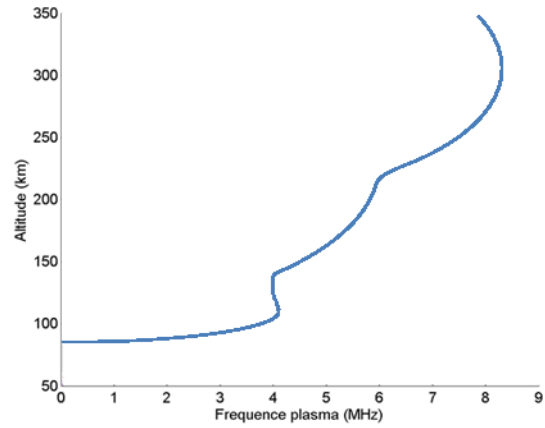


Fig. 45 : Profil MQP.

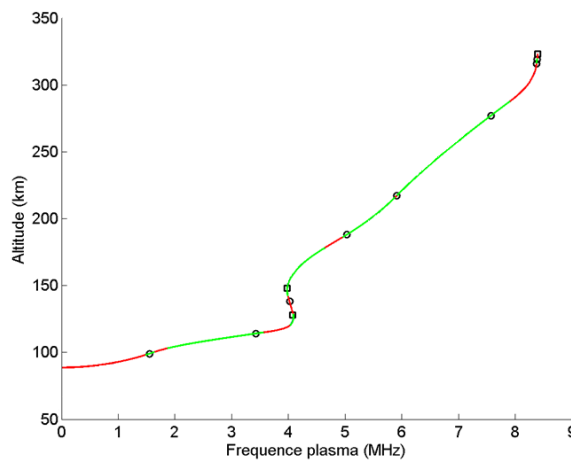


Fig. 46 : « Profil ajusté » par la méthode du *fitting*.

V RESULTATS

Nous présentons dans cette section, la validation du code ainsi que des résultats obtenus sur quelques cas.

La validation a été réalisée lors d'une étude menée par V. Rannou (80), dans le cadre d'un projet de la Direction Générale de l'Armement concernant le radar NOSTRADAMUS.

V.1 Validation

Le profil utilisé pour la validation est obtenu à l'aide d'une prévision COST251 (81). Le « profil ajusté » par la méthode du *fitting* (80) est présenté ci-dessous :

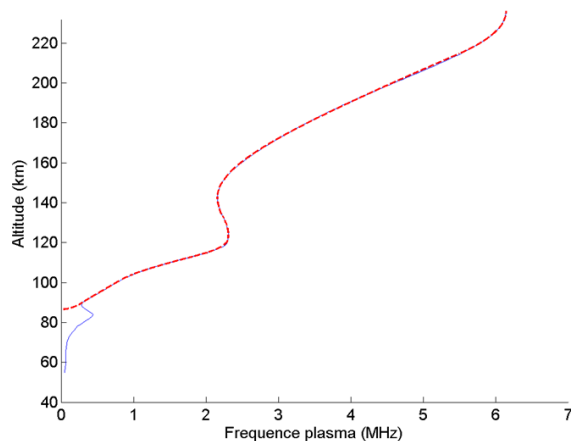


Fig. 47 : Profil utilisé pour la validation. Le profil ajusté est en pointillés rouges.

V.1.a Courbe élévation-distance au sol

À une fréquence et un azimut fixés, nous calculons les rayons pour plusieurs élévations. La courbe « élévation-distance au sol » est tracée en ne conservant, pour chaque élévation, que le dernier point du rayon.

Sur la figure suivante, nous comparons les résultats obtenus avec un tracé de rayon analytique sur un profil obtenu avec la méthode du *fitting* (en bleu), un tracé de rayon numérique 3D utilisant le même profil (en pointillés rouges) et un tracé de rayon numérique 3D utilisant le profil COST251 (en pointillés verts).

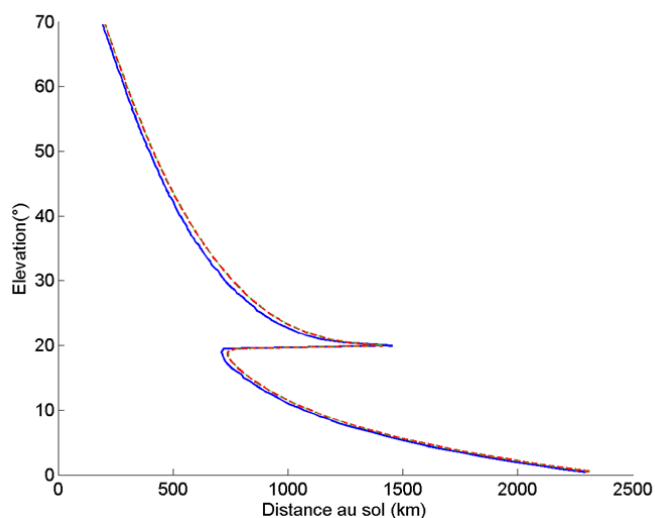


Fig. 48 : Courbes distance-élévation obtenues avec un tracé de rayons analytique (bleu) et avec le programme développé (pointillés rouges).

L'écart entre les tracés de rayon analytique et numérique est faible, ce qui valide en pratique le code de calcul. En effet, l'écart entre les résultats provient du manque de précision du calcul analytique.

V.1.b Origines des écarts

Lorsque nous traçons les fréquences plasma normalisées explorées par le rayon en fonction de la distance au sol (*Fig. 49* et *Fig. 50*), le décalage du lieu de réflexion est mis en évidence.

Le tracé de rayon analytique détermine la hauteur de réflexion par le calcul. Seule la première moitié du rayon (partie ascendante) est calculée. La deuxième moitié (partie descendante) est obtenue en prenant le symétrique de la première moitié. Toutefois, le pas de calcul ne permet pas toujours d'atteindre le point de réflexion (point auquel la tangente est nulle). Ainsi, le rayon est symétrisé alors que le point de réflexion n'est pas atteint.

De plus, il existe un décalage dans la première partie du rayon. Puisque la deuxième partie du rayon analytique est obtenue en prenant le symétrique, l'erreur est doublée sur la fin du rayon.

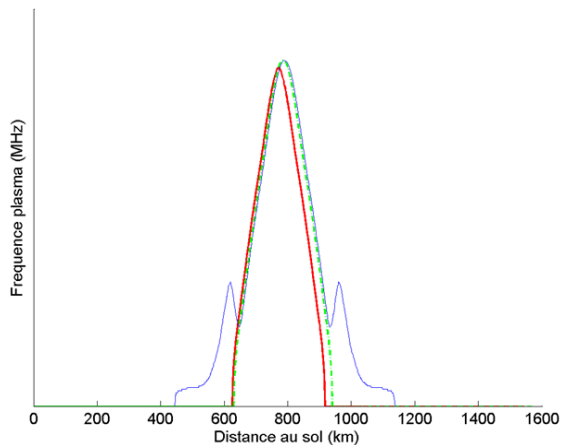


Fig. 49 : Fréquences explorées pour une élévation de 5°. Tracé de rayons analytique en rouge, numérique sur profil ajusté en vert et numérique sur profil de point en bleu.

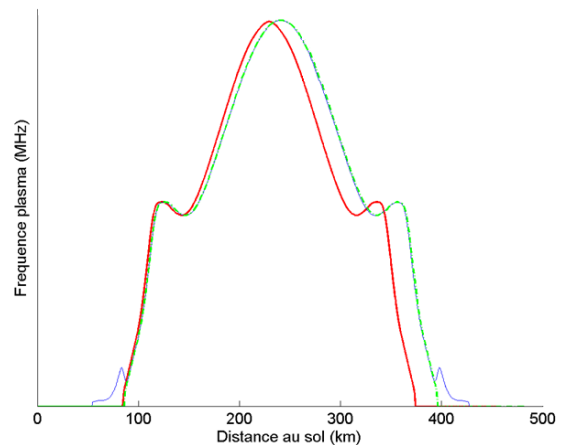


Fig. 50 : Fréquences explorées pour une élévation de 45°. Tracé de rayons analytique en rouge, numérique sur profil ajusté en vert et numérique sur profil de point en bleu.

V.2 Autres résultats

La présence du champ magnétique terrestre déforme la trajectoire de l'onde (60). Ceci est mis en évidence dans les simulations suivantes.

V.2.a Déformation

Le rayon en l'absence de champ magnétique, est parfaitement symétrique (*Fig. 51*).

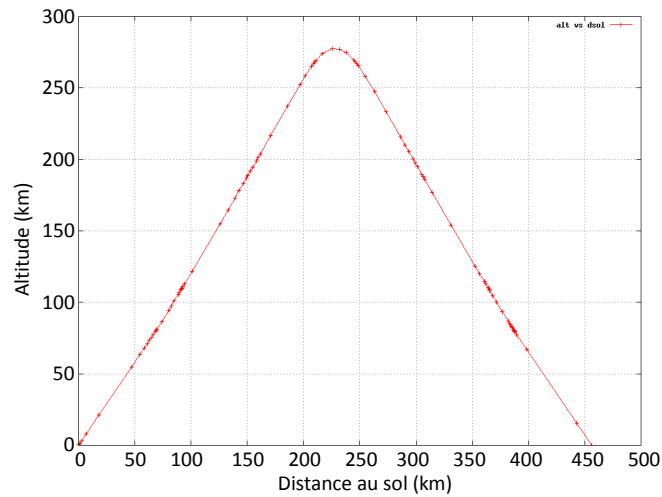


Fig. 51 : Rayon en l'absence de champ magnétique.

Lorsque le champ magnétique est introduit, le rayon peut être déformé (Fig. 52 à Fig. 54).

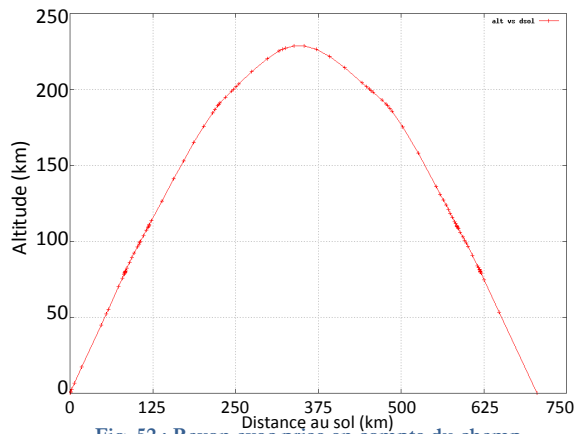


Fig. 52 : Rayon avec prise en compte du champ magnétique. (azimut=10° ; élévation=45°).

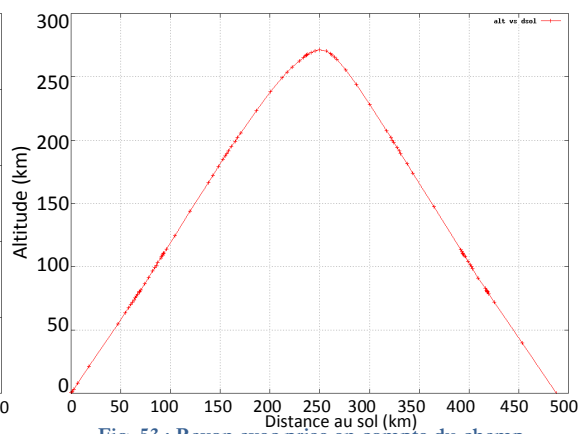


Fig. 53 : Rayon avec prise en compte du champ magnétique. (azimut=60° ; élévation=60°).

La déformation peut être plus importante. Avec un autre profil de densité nous obtenons :

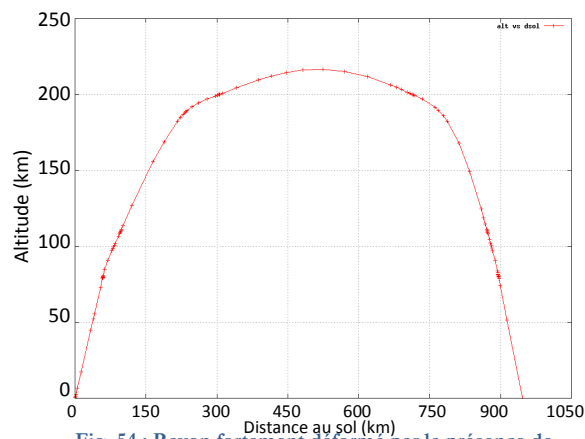


Fig. 54 : Rayon fortement déformé par la présence de champ magnétique.

V.2.b Polarisation

Bien évidemment, il est possible de calculer l'état de polarisation ρ en tout point.

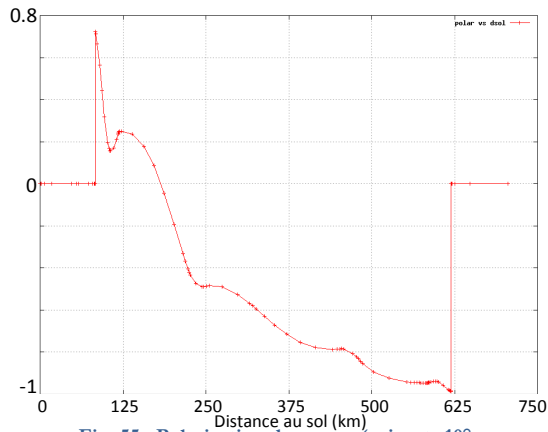


Fig. 55 : Polarisation du rayon. (azimut=10° ; élévation=45°).

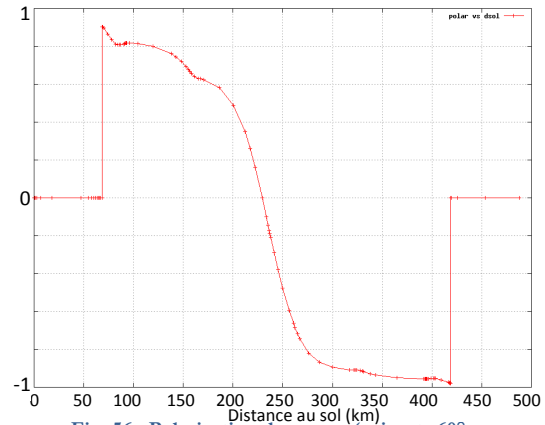


Fig. 56 : Polarisation du rayon. (azimut=60° ; élévation=60°).

Si ρ est proche de zéro la polarisation est verticale, si ρ est proche de l'infini la polarisation est horizontale et si ρ est proche de l'unité la polarisation est circulaire. Dans les autres cas, la polarisation est elliptique.

V.3 Erreurs de simulation

Deux types d'erreurs se sont présentés lors des tests du programme.

V.3.a Point final du rayon

Pour valider le programme, nous avons utilisé la courbe « élévation-distance au sol ». Ceci suppose que le dernier point du rayon soit bien calculé. Or, naturellement, le pas devient grand à la fin du rayon : le calcul est simple puisque la propagation a lieu dans l'air. Ceci entraîne une erreur sur la position du point final car il possède une altitude négative.

Pour corriger ce problème, nous imposons une réduction du pas de 50% lorsqu'une altitude négative est atteinte. Le calcul est arrêté lorsqu'une altitude, inférieure à un mètre et supérieure à zéro, est atteinte. Cependant, les points de calcul intermédiaire ne sont pas conservés.

V.3.b Remontée du rayon

Lorsque la précision demandée est trop faible (de l'ordre de 10^{-2}), et que l'élévation est faible (de l'ordre de quelques degrés), il est possible que le rayon, alors qu'il a presque atteint le sol, remonte vers l'ionosphère. Ce phénomène est dû à une erreur trop importante sur la position.

Nous corrigeons ce problème, soit en diminuant le pas comme précédemment, soit en imposant une précision plus grande.

Ces deux solutions ne sont pas idéales :

- la précision étant faible, le nouveau pas n'est pas adapté et il change rapidement, le problème est uniquement décalé ce qui entraîne une augmentation importante du temps de calcul;

- changer la précision en cours de tracé n'est pas une bonne chose, le rayon trouvé n'a plus de signification puisque les premiers points ont une erreur importante et les derniers points ont une erreur locale faible à laquelle s'ajoute l'erreur accumulée des premiers points.

La meilleure solution à ce problème est d'utiliser une précision adaptée (de l'ordre de 10^{-6} lorsque le champ magnétique est pris en compte et de l'ordre de 10^{-3} lorsque le champ magnétique est ignoré).

VI SIMULATION ET REALITE

Le programme développé permet de réaliser des tracés de rayons à trois dimensions de manière numérique. Il a été utilisé afin de réaliser des prévisions de couverture maximale pour le radar NOSTRADAMUS. Il est prévu de l'utiliser dans la chaîne de traitement de ce radar. En effet, il offre la possibilité de faire plusieurs tracés de rayons en utilisant divers modèles ou techniques d'intégration.

Toutefois, il nous semble qu'il ne sera pas possible d'utiliser ce type de programme pour connaître la polarisation réelle de l'onde reçue par le radar, même en incluant des lieux de sur-ionisation ou de sous-ionisation dans le profil de densité (39) (54).

Il existe une différence entre l'approche des radaristes et celle des physiciens. En fait, cette différence est plus grande que nous avons pu le penser.

• Modes de propagation et réalité ?

Plusieurs questions restent sans réponse quant à la propagation réelle à l'intérieur de l'ionosphère. La notion de mode, bien que pratique, n'est peut-être pas une description suffisante pour simuler, de manière fiable, la polarisation en tout point.

En effet :

- à l'aide d'un calcul simple (*cf.* pages 59), nous avons montré qu'il n'est pas possible de s'assurer que la propagation soit uniquement transverse. Dans le cas où le vecteur d'onde et champ magnétique terrestre forment un angle proche de 45° , est-ce la propagation transverse ou la propagation longitudinale qui sera privilégiée par l'ionosphère ?
- le signe \pm dans l'équation de l'indice (*Éq.* 34), nous oblige à choisir artificiellement un mode de propagation. Mais, comment se fait ce choix dans la réalité ?
- K.G. Budden évoque, à la page 506 de son livre (60), le fait qu'un seul mode est réellement propagé. Les autres modes possibles sont, soit atténués soit « perdus » (*i.e.* ne reviennent jamais vers le radar). Les diagrammes CMA (Clemmow, Mullaly, Allis) nous donnent une indication sur les modes de propagation possibles à partir des variables réduites X et Y (57). Mais, ils ne donnent pas d'information sur la répartition de l'énergie entre ces différents modes.

- **Non linéarités**

L'ionosphère se constitue grâce à des mécanismes d'ionisation, de pertes et de transports. Ainsi, « le système d'équations décrivant la réponse du plasma à des champs extérieurs est essentiellement non linéaire » (38) (49). C'est notamment pour cela que, dans certains cas, il y a un transfert d'énergie entre les modes (38) (60).

Toutes les équations de propagation (60) (75) (57) (58) sont obtenues après linéarisation (même si cela est rarement précisé). Cette démarche, valable dans le cas général, ne l'est plus lorsqu'il y a des irrégularités d'ionisation (38) (49) : une irrégularité est par nature un phénomène non linéaire.

De plus, la solution WKB des équations de Maxwell n'est pas valable au voisinage des points de réflexion ou lorsque l'échelle spatiale de variation du plasma est de l'ordre de la longueur d'onde (38) (60). Or, nous cherchons à décrire finement la polarisation au point de réflexion. Ce point se trouve à l'intérieur d'une irrégularité dont les fluctuations ne respectent pas les conditions WKB.

Finalement, nous pensons que la polarisation réelle ne peut pas être vraiment connue sans effectuer de mesures. En effet, le mode privilégié à l'entrée de l'ionosphère ne peut pas être déterminé de manière formelle. De plus, ce mode peut changer le long du rayon (lorsque le rayon traverse une ligne du diagramme CMA). Toutefois, un mode de propagation peut perdurer alors que, théoriquement, il ne peut plus se propager. C'est ce que W. Snyder et R.A. Helliwell appellent l'effet mémoire du rayon (73).

En conclusion, nous pouvons dire que, d'une part, seule la mesure de l'état de polarisation devrait nous permettre de dégager une relation liant la polarisation horizontale et la polarisation verticale. D'autre part, la confrontation de cette mesure avec les simulations devrait permettre de savoir si, l'approximation linéaire et l'utilisation de la solution WKB sont acceptables.

La mesure de l'état de polarisation nécessite de concevoir une antenne de réception à polarisation horizontale. Elle complètera le réseau de réception à polarisation verticale.

TROISIEME PARTIE : RECEVOIR LA POLARISATION HORIZONTALE ET MIEUX EMETTRE LES ONDES DE SURFACE

Nous présentons, dans cette partie, notre travail de conception d'antennes. Notre objectif est, d'évaluer la possibilité de ne capter que la composante horizontale du fouillis ionosphérique.

Nous abordons, brièvement, la possibilité de mieux générer les ondes de surface.

L'outil de simulation choisi est le logiciel NEC. Cet outil, distribué gratuitement sur le Web, est facile à prendre en mains. Les résultats, fournis par NEC, sont assez proches de ceux fournis par d'autres logiciels utilisant la même formulation (équations intégrales et méthode des moments) (17).

NEC offre, de plus, la possibilité de simuler des antennes au-dessus d'un ou deux sols réels en utilisant l'approche de Sommerfeld.

I INTRODUCTION

Nous avons vu, dans la partie précédente, qu'il n'était pas possible de prévoir l'état de polarisation réelle de l'onde réfléchi par une irrégularité d'ionisation. Toutefois, il est peut-être possible de caractériser cette polarisation uniquement à l'aide de la mesure.

Cette démarche suppose de disposer d'au moins une antenne de réception en polarisation verticale et d'une antenne de réception en polarisation horizontale. Le réseau de réception en polarisation verticale existant déjà, il faut concevoir une antenne de réception en polarisation horizontale.

De plus, nous savons que la présence de fouillis ionosphérique est due au manque de directivité de l'antenne d'émission. Nous avons cherché à savoir s'il était possible de trouver, de manière intuitive, une antenne permettant de mieux générer les ondes de surface.

La présence du sol réel à proximité des éléments rayonnants et le couplage entre ces éléments ne permettent pas une approche théorique pour le calcul des diagrammes. Ainsi, nous procédons par essais successifs, chaque étape consistant à corriger les défauts de l'étape précédente. Cette approche intuitive permettra de savoir si cette voie de recherche mérite d'être approfondie ou s'il s'agit d'une impasse.

Notons que, sauf précisions contraires, le sol utilisé pour les simulations présente une conductivité de $5 \cdot 10^{-3}$ S/m et une permittivité relative de 13 ; il s'agit des caractéristiques d'un sol normalement humide. La longueur d'onde est de 15 m, soit une fréquence de 20 MHz.

II RECEVOIR LA POLARISATION HORIZONTALE

Bien que cette section concerne des structures qui seront utilisées en réception, nous nous plaçons en émission car, d'une part, les simulations sont plus simples à réaliser en émission et, d'autre part, il nous paraît plus aisé de raisonner en émission, par réciprocité. En effet, puisque nous n'envisageons pas d'utiliser la polarisation circulaire, le théorème de réciprocité reste valable malgré la propagation dans l'ionosphère (60). Ainsi, les résultats présentés sont valables en émission comme en réception.

II.1 Contraintes

- **Couplage**

Contrairement à une idée reçue, assez répandue par ailleurs, un doublet horizontal n'émet pas une onde à polarisation purement horizontale.

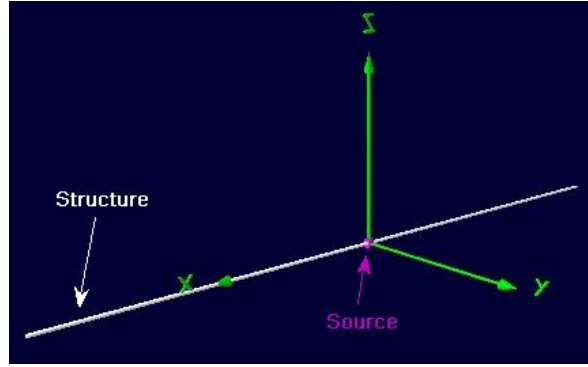


Fig. 57 : Configuration du dipôle horizontal.

D'après la définition de la partie précédente, en coordonnées sphériques, la composante E_θ du champ électrique participe à la polarisation verticale, et la composante E_ϕ participe à la polarisation horizontale. Or, pour un doublet horizontal en espace libre nous avons :

$$E_\theta = 30jIL \cos \varphi \cos \theta \quad \text{Éq. 77}$$

$$E_\phi = 30jIL \sin \varphi \quad \text{Éq. 78}$$

où I est le courant d'alimentation et L la longueur du doublet.

En accord avec les équations 77 et 78, le diagramme de rayonnement simulé présente, quel que soit θ , un gain horizontal maximal pour $\varphi = \pm\pi/2$ et un gain horizontal nul pour $\varphi = 0$ ou $\varphi = \pi$. Le gain vertical est maximum pour $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ si $\varphi = 0$ ou $\varphi = \pi$, il est nul pour $\theta = \pi/2$ quel que soit φ et pour $\varphi = \pm\pi/2$ quel que soit θ .

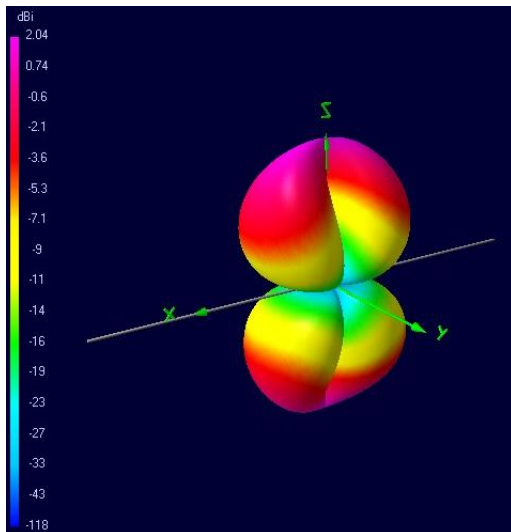


Fig. 58 : Diagramme (en espace libre) en polarisation verticale.

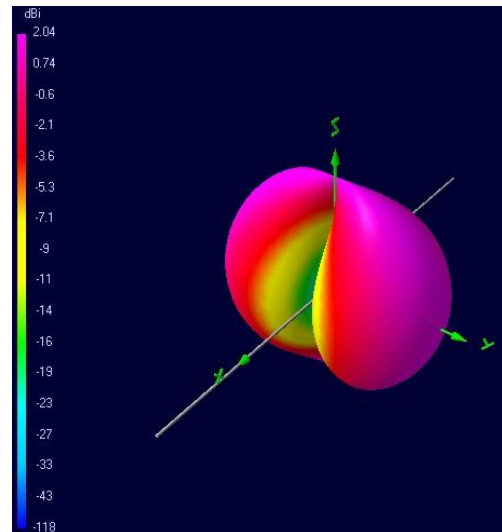


Fig. 59 : Diagramme (en espace libre) en polarisation horizontale.

Une manière de limiter le rayonnement à la composante horizontale est de réduire l'angle d'ouverture de l'antenne (*Fig. 60*). En se limitant à la zone $\frac{\pi}{2} - \Delta\varphi \ll \varphi_0 \ll \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi$, le rayonnement est uniquement à polarisation horizontale.

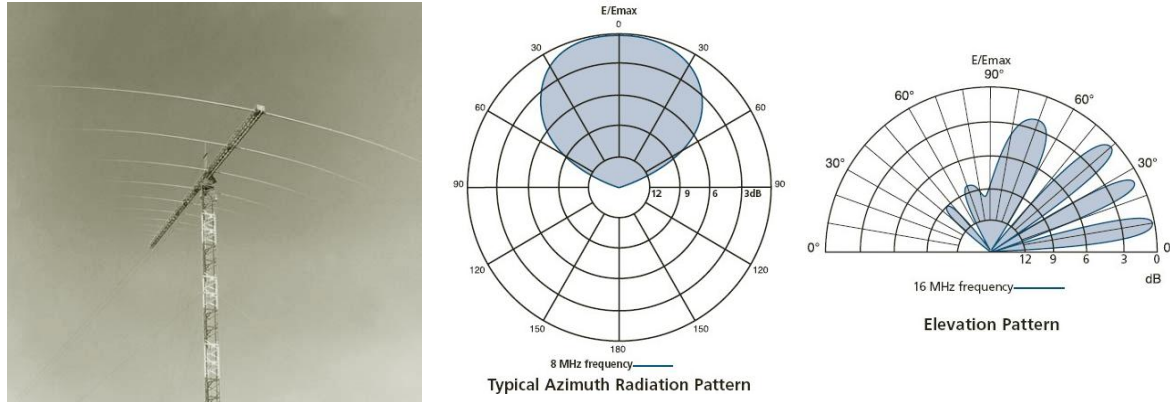


Fig. 60 : Structure large bande proposée par Radio Frequency Systems (82).

Cependant, cette solution présente un diagramme en élévation inadapté à notre problème. De plus, cette structure est située à une quinzaine de mètres du sol. Les dipôles mesurent une vingtaine de mètres, et sont distribués sur une vingtaine de mètres.

Afin de réduire le rayonnement en polarisation verticale sans trop réduire l'angle d'ouverture, il faut ajouter des éléments parasites fortement couplés avec l'élément actif. Dans l'exemple suivant (*Fig. 59* et *Fig. 61*), la distance entre les éléments est de l'ordre de $\lambda/75$.

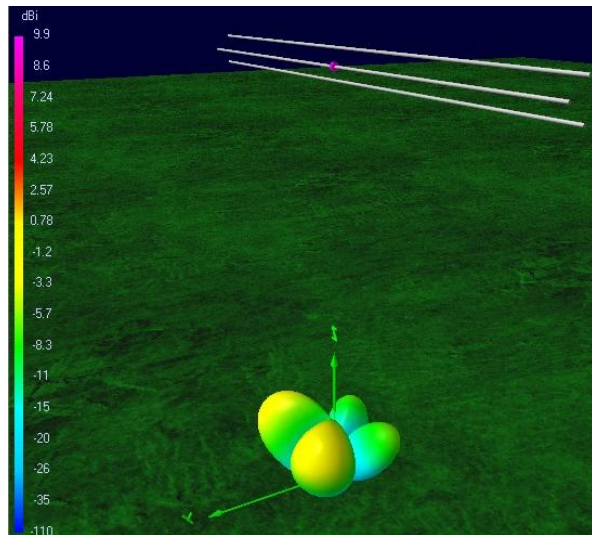


Fig. 61 : Diagramme en polarisation verticale de trois dipôles dont un actif.

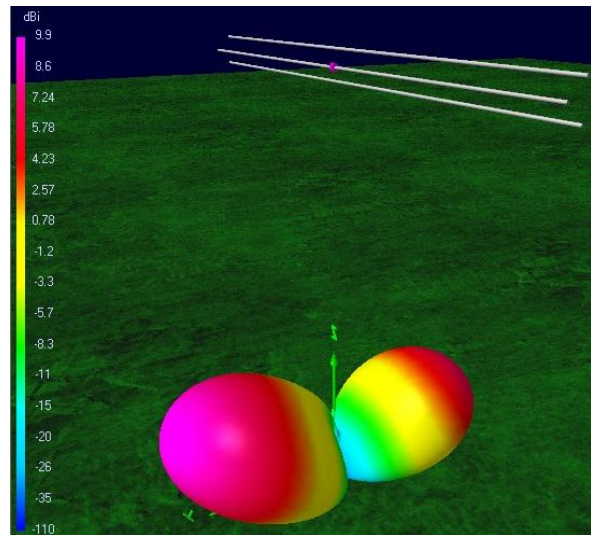


Fig. 62 : Diagramme en polarisation horizontale de trois dipôles dont un actif.

- **Éloignement du sol**

La polarisation horizontale est obtenue à l'aide de courants circulant parallèlement au sol.

Selon la théorie des images (83), le champ rayonné en présence d'un sol parfait, c'est-à-dire un sol infiniment conducteur, est identique à celui rayonné en espace libre par la structure réelle et la structure image. L'image d'un courant circulant parallèlement au sol est un courant circulant dans le sens opposé : l'antenne image rayonne un champ de direction opposée à celui de l'antenne réelle.

Si l'antenne à polarisation horizontale est trop proche du sol, il n'y a aucun rayonnement (*Fig. 63*).

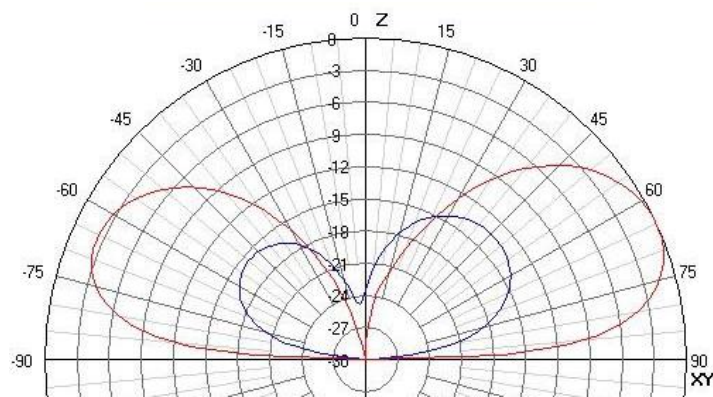


Fig. 63 : Diagramme en polarisation horizontale à un mètre du sol (bleu) et à 7,5 m du sol (rouge).

Le fait que, dans la bande HF, le sol soit un mauvais conducteur permet de réduire la distance entre le sol et l'élément rayonnant ; l'image rayonne un champ moins important que celui de la structure réelle(29).

- **Coût**

Toutes proportions gardées, l'antenne proposée ne doit pas nécessiter un investissement trop important. En effet, d'une part, il n'est pas certain que la composante horizontale du fouillis soit mesurable et, d'autre part, l'antenne doit pouvoir être construite et testée dans des délais raisonnables.

II.2 Les structures testées

II.2.a Diagrammes de rayonnement

- **Doublets en croix**

Utiliser le couplage pour réduire le rayonnement en polarisation verticale n'est pas très simple puisque l'effet exact de ces couplages n'est pas connu. Nous avons schématisé de manière assez simpliste ces interactions.

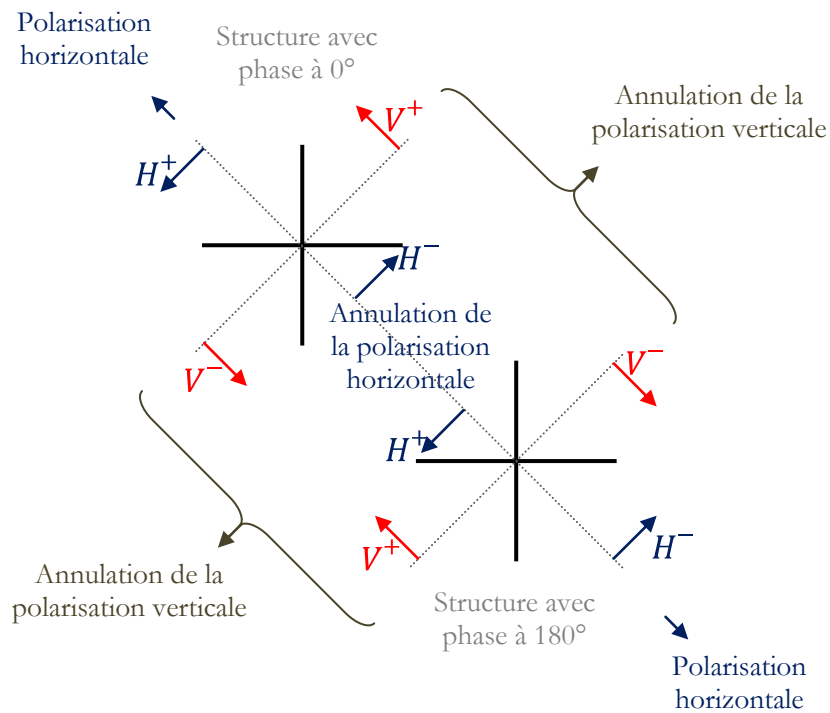


Fig. 64 : Association de deux structures en oppositions de phase. La polarisation horizontale est favorisée.

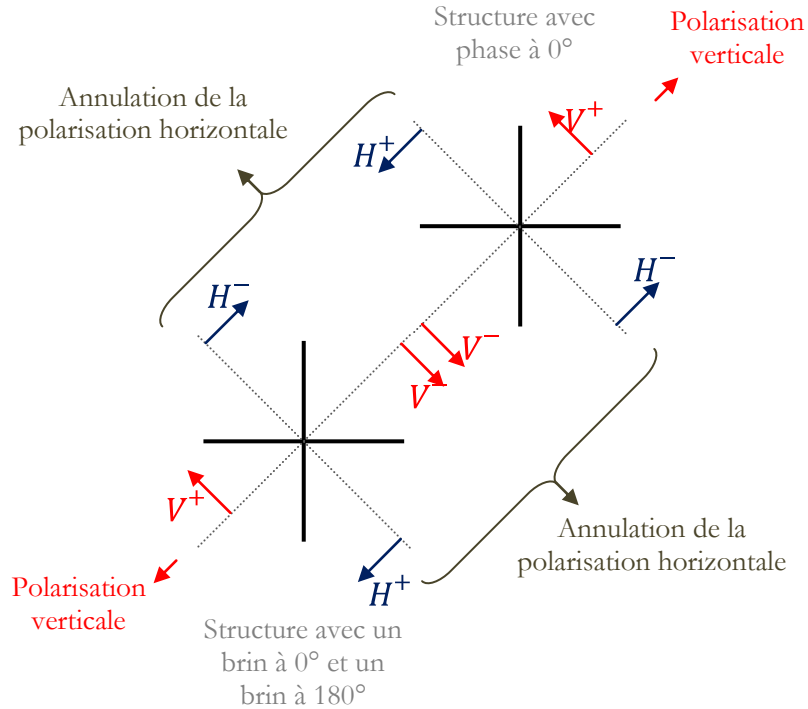


Fig. 65 : Association d'une structure dont les deux brins sont en phase et d'une structure dont les brins sont en opposition de phase. La polarisation verticale est favorisée.

Ainsi, il est possible de favoriser la polarisation verticale (Fig. 66 et Fig. 67) ou la polarisation horizontale (Fig. 68 et Fig. 69) :

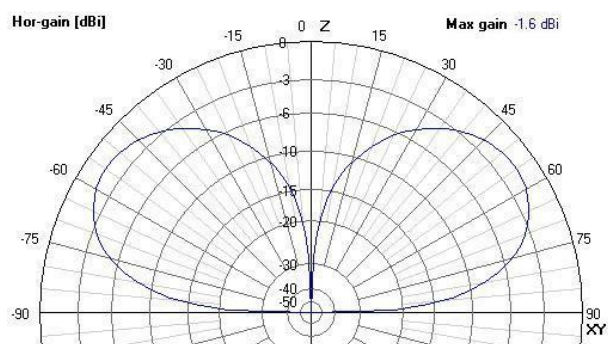


Fig. 66 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation horizontale. Le maximum vaut -1,6 dBi.

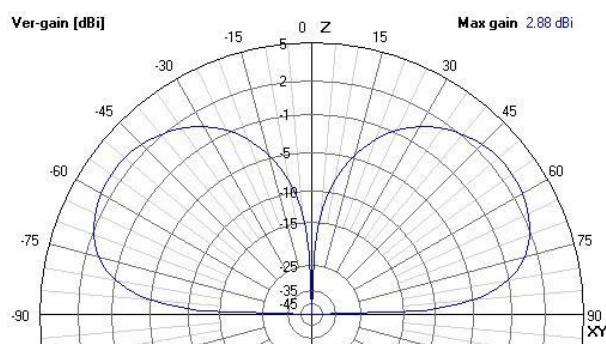


Fig. 67 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation verticale. Le maximum vaut 2,88 dBi.

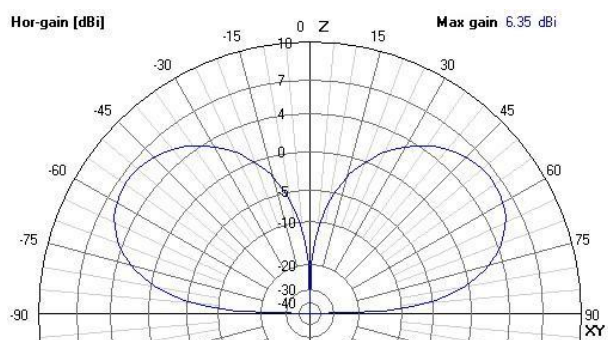


Fig. 68 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation horizontale. Le maximum vaut 6,35 dBi.

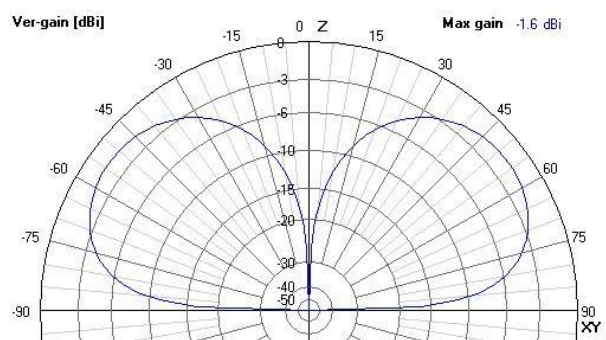


Fig. 69 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation verticale. Le maximum vaut -1,6 dBi.

Pour la structure annulant le rayonnement en polarisation verticale, nous obtenons les diagrammes suivants :

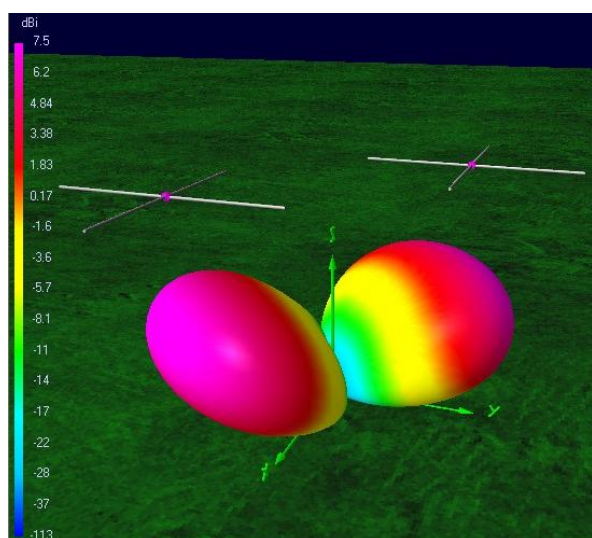


Fig. 70 : Diagramme en polarisation horizontale.

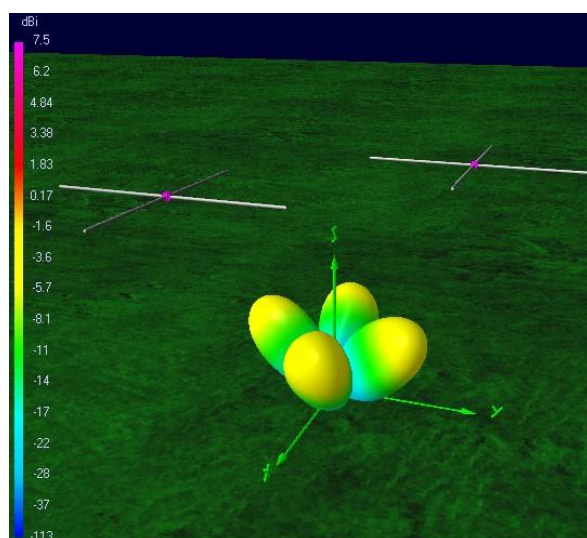


Fig. 71 : Diagramme en polarisation verticale.

Le maximum de rayonnement en polarisation horizontale est approximativement 10 dB au-dessus du maximum de rayonnement en polarisation verticale. Les deux polarisations sont, de plus, décalées de 45° .

Lorsque la structure est placée à 0,75 m du sol, le gain isotrope est de 0 dBi pour la polarisation horizontale.

La différence entre les gains maximums des deux polarisations dépend fortement de la distance entre les deux croix (Fig. 72 et Fig. 73).

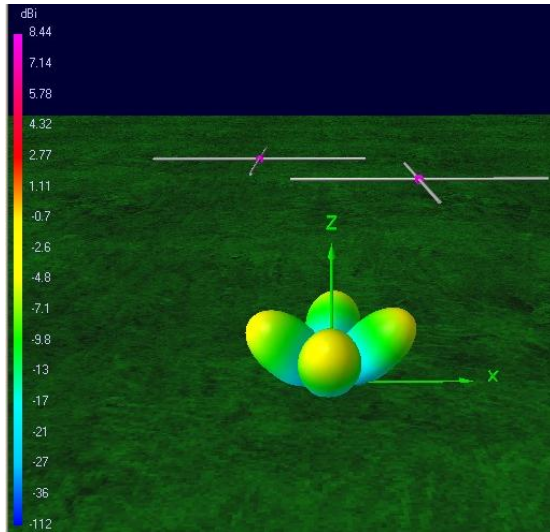


Fig. 72 : Lorsque les antennes sont proches le gain isotrope en polarisation verticale est faible.

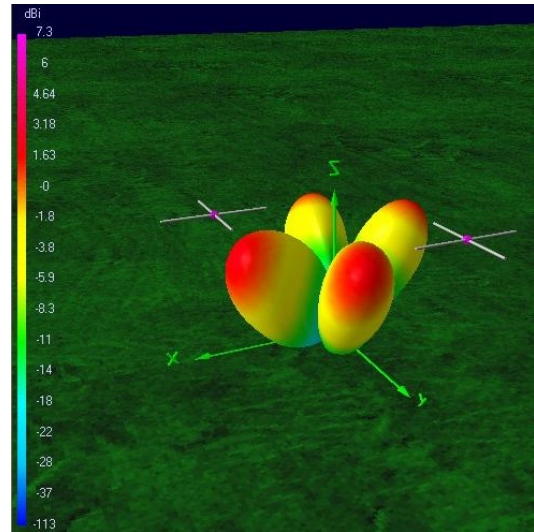


Fig. 73 : En éloignant les antennes le gain isotrope en polarisation verticale augmente alors que celui en polarisation horizontale diminue.

- **Doublets parallèles**

Il est aussi possible d'associer un doublet alimenté, à un doublet non alimenté se comportant en parasite, ou à un autre doublet alimenté en opposition de phase. La distance entre les doublets est, ici aussi, un paramètre important.

Dans le cas non alimenté, le rapport entre les deux polarisations est de l'ordre de 10 dB. Cependant, cet écart n'est plus que de 5 dB à 2 m du sol. À 1 m du sol il n'y a plus de différence entre les deux polarisations.

Avec deux doublets alimentés en opposition de phase, nous obtenons la même forme de diagramme qu'avec la structure en croix. Le rapport entre les deux polarisations est de l'ordre de 10 dB

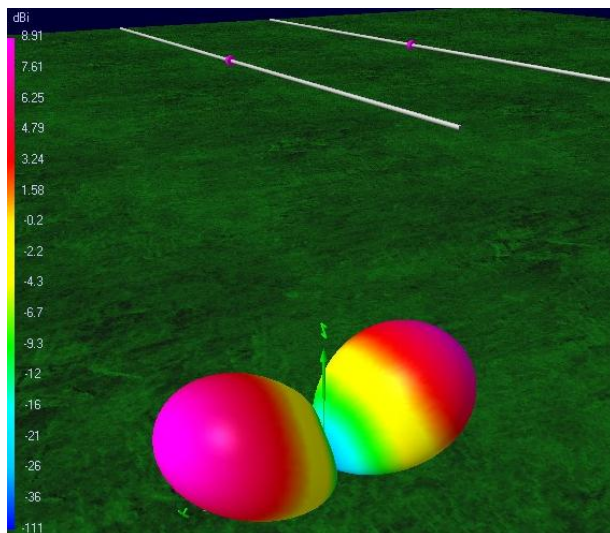


Fig. 74 : Deux doublets alimentés en opposition de phase.
Polarisation horizontale.

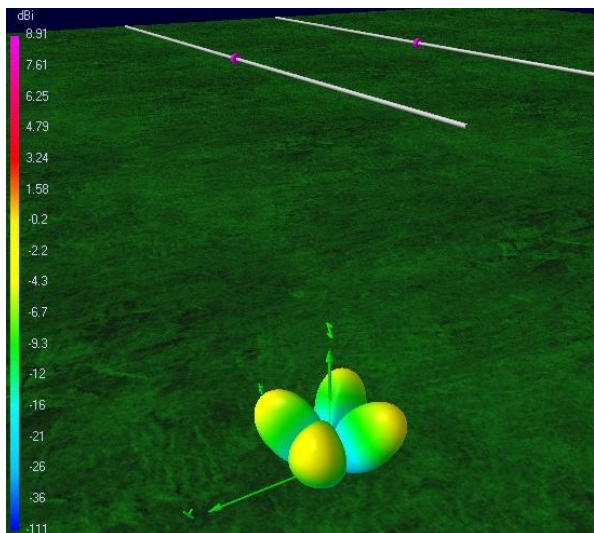


Fig. 75 : Deux doublets alimentés en opposition de phase.
Polarisation verticale.

À 1,5 m du sol le maximum de gain isotrope horizontal est de 0 dBi.

- **Cadres**

En remplaçant les doublets par des cadres, nous avons observé le même comportement que précédemment.

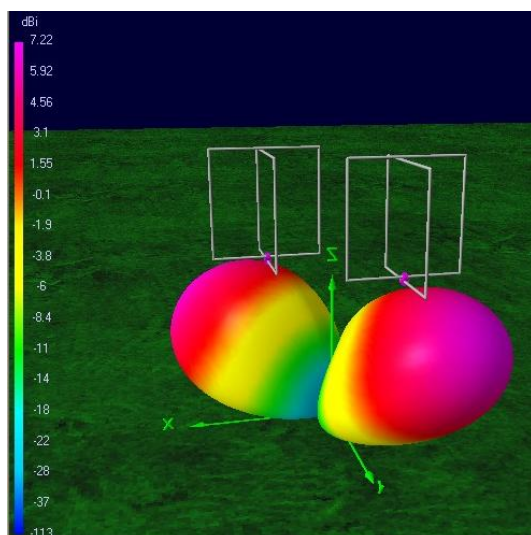


Fig. 76 : Deux structures de cadres alimentés en opposition de phase. Polarisation horizontale.

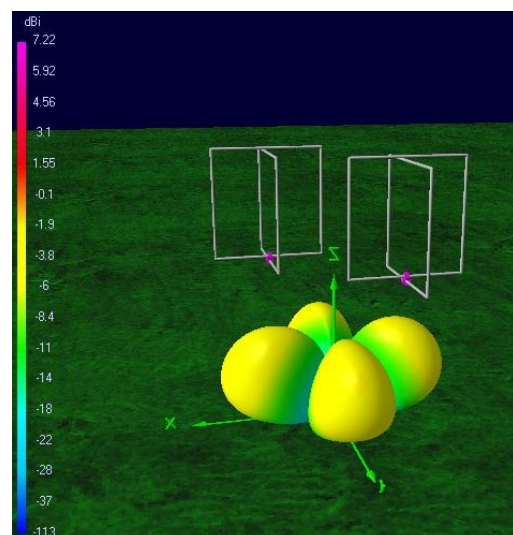


Fig. 77 : Deux structures de cadres alimentés en opposition de phase. Polarisation verticale.

En plaçant la structure à 0,75 m du sol le gain isotrope en polarisation horizontale est de l'ordre de 0 dBi. Le rapport entre les deux polarisations est toujours de l'ordre de 10 dB.

- **Autres structures**

Il est, bien évidemment, possible d'envisager des structures plus « exotiques ». Par exemple, dans le cas suivant (*Fig. 78* et *Fig. 79*), nous obtenons une différence de l'ordre de 15 dB entre les deux polarisations.

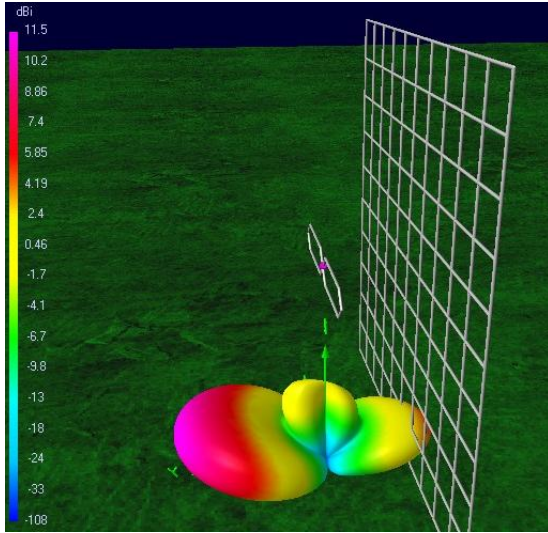


Fig. 78 : Boucle et réflecteur. Polarisation horizontale.

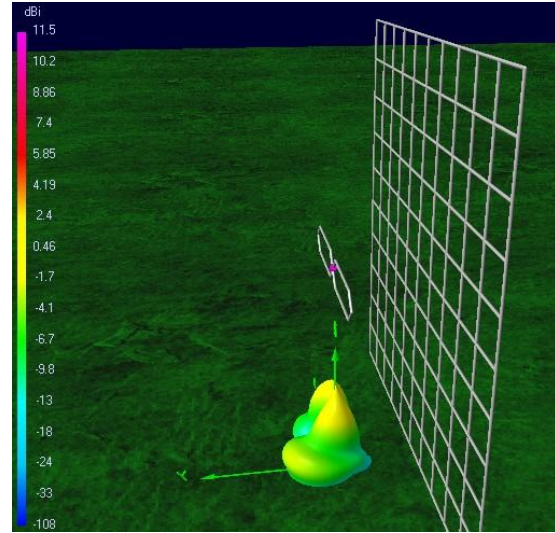


Fig. 79 : Boucle et réflecteur. Polarisation verticale.

Toutefois, le réflecteur de cette structure mesure 15 m, la boucle mesure 8 m et est placée à 7 m du sol.

Ainsi, nous nous posons la question du caractère réalisable des structures simulées.

II.2.b Essai de réduction des dimensions

Les structures présentées dans les figures ci-dessus ne sont pas « réalisables » dans le contexte de cette thèse. Ces antennes sont constituées de brins métalliques de longueur $\lambda/2$ ($\lambda/4$ pour les cadres) se situant à une hauteur de $\lambda/4$ pour assurer un gain supérieur à 5 dBi. Les longueurs d'onde de fonctionnement du radar varient entre 30 m et 5 m.

Outre le fait que ces structures sont à bande étroite (le Taux d'Ondes Stationnaires, ou TOS, est inférieur à 2 dB sur une bande de 500 kHz), elles seront difficiles à alimenter à cause de leur hauteur.

Pour surmonter ce problème de dimension, il est possible d'envisager de ne pas réaliser des antennes mais des capteurs de champs. Dans ce cas, le TOS n'étant plus un critère, il est possible de réduire les dimensions des capteurs. Toutefois, l'amplitude du signal capté est proportionnelle à la taille du capteur.

- **Capteurs en croix et doublets parallèles**

Le diagramme de rayonnement des structures en croix ou des doublets parallèles varie très peu lorsque leur taille est modifiée.

Une structure simple à réaliser, composée de quatre monopôles de 1,5 m, permet d'obtenir deux directions d'observation supplémentaires :

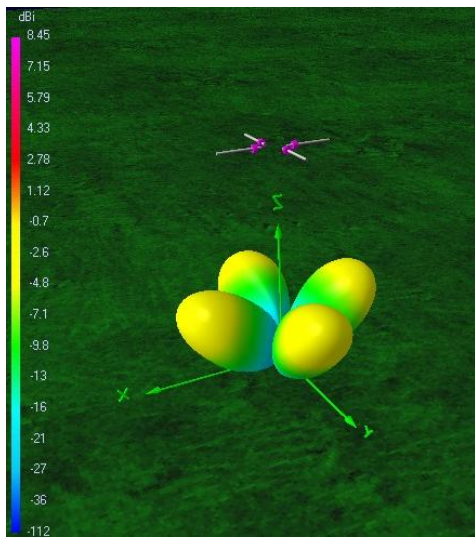


Fig. 80 : Quatre monopôles alimentés en opposition de phase. Diagrammes en polarisation verticale.

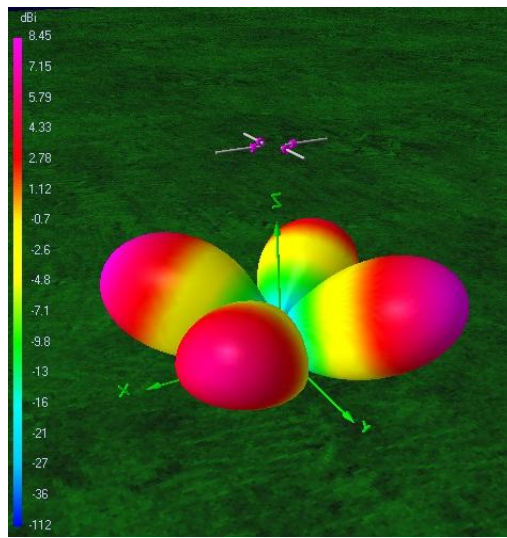


Fig. 81 : Quatre monopôles alimentés en opposition de phase. Diagrammes en polarisation horizontale.

- **Cadres**

Concernant les structures utilisant des cadres, le gain en polarisation verticale augmente lorsque la taille est réduite :

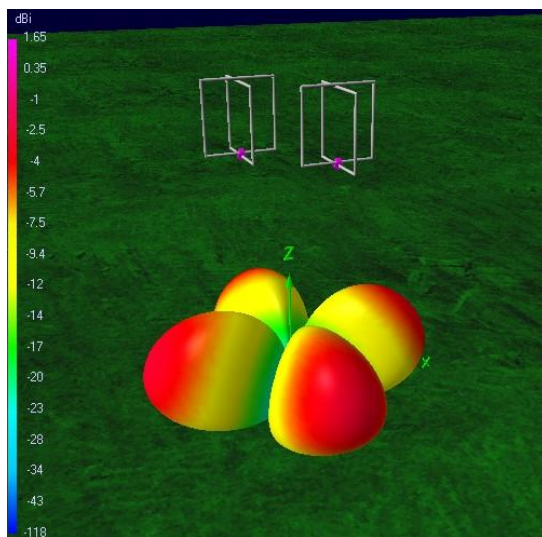


Fig. 82 : Diagramme en polarisation verticale de structures réduites.

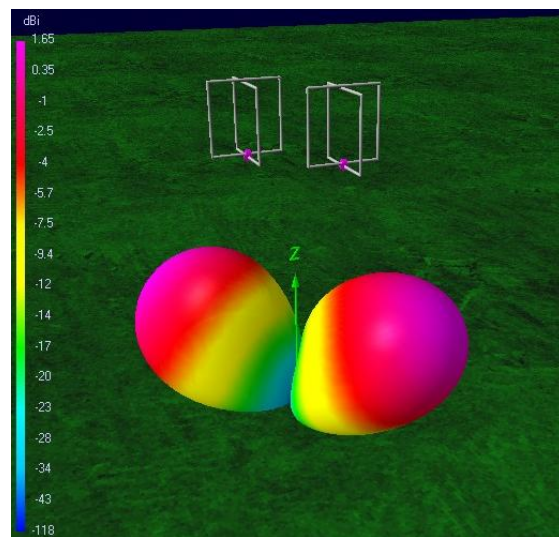


Fig. 83 : Diagramme en polarisation horizontale de structures réduites.

Pour retrouver le même comportement que dans la section précédente, il est nécessaire de conserver les maximums de courant sur les brins horizontaux.

Un moyen de réduire la taille d'un cadre est de le « plier » en deux :

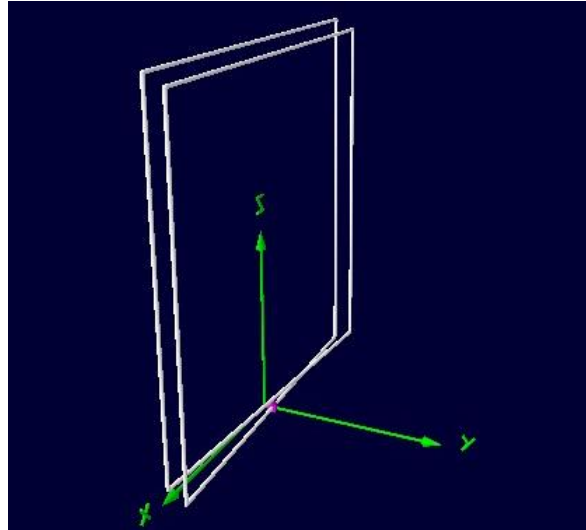


Fig. 84 : Cadre « plié ».

Cependant, le rayonnement d'une telle structure n'est pas satisfaisant : les courants ne sont pas alignés en phase sur les brins horizontaux.

Pour obtenir la même configuration de courant dans un cadre « replié » que dans un cadre classique, nous proposons la structure suivante :

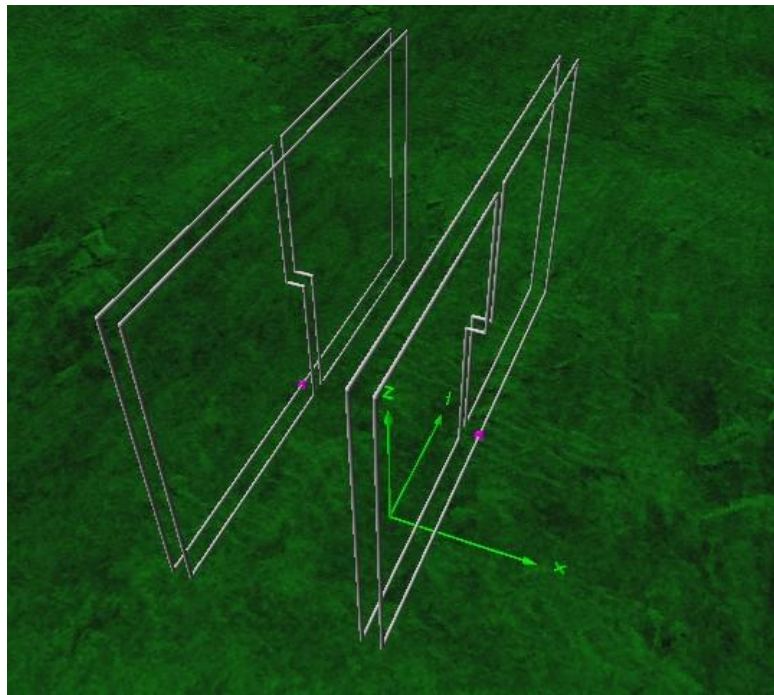


Fig. 85 : Structure proposée.

Le capteur est composé de deux structures « repliées » en opposition de phase, espacées de 90 cm. Comme pour un cadre classique, la longueur de fils déployée est de l'ordre de la longueur d'onde.

Le rayonnement de cette structure est quasiment identique à ceux obtenus dans la section précédente :

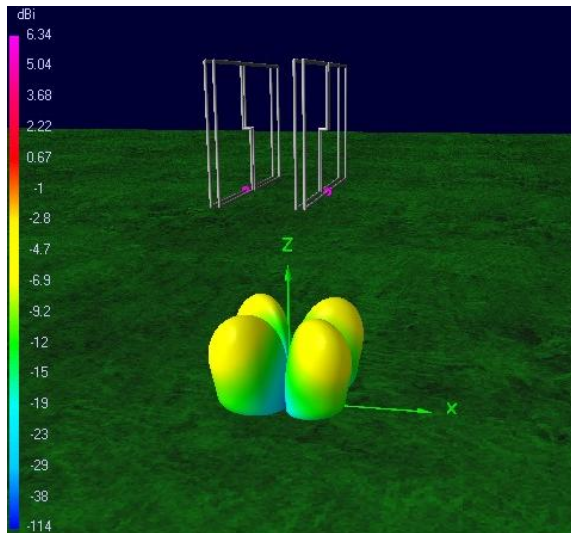


Fig. 86 : Diagramme en polarisation verticale.

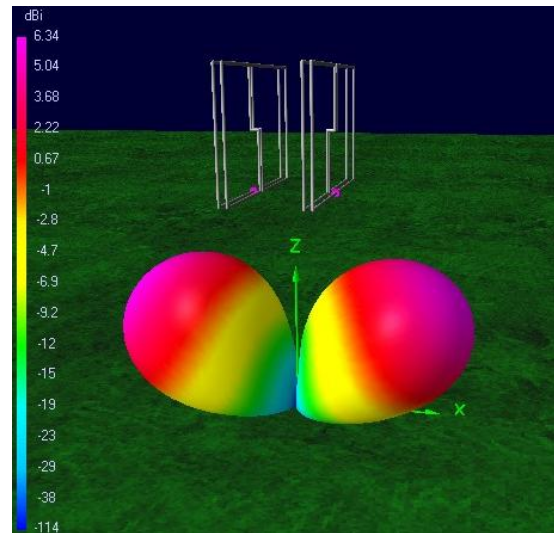


Fig. 87 : Diagramme en polarisation horizontale

Le gain isotrope en polarisation horizontale est de 0 dBi lorsque la structure est placée à 1,5 m du sol.

- **Taux d'Ondes Stationnaires**

Le Taux d'Ondes Stationnaires (TOS) des structures de grandes tailles varie entre 1,5 dB et 3 dB.

En revanche, le TOS des petites structures varie de 50 à 600 en fonction de l'éloignement du sol ou du type de sol, la variation la plus importante étant due au type de sol choisi.

III MIEUX EMETTRE LES ONDES DE SURFACE

Mieux émettre les ondes de surface consiste pour nous à rendre maximale la puissance émise par les ondes de surface et à rendre minimale l'énergie émise vers l'ionosphère. En termes de diagramme, il s'agit d'avoir un faible angle d'ouverture et un maximum de rayonnement pour une élévation faible.

Sans réelle surprise, l'obtention d'un angle ouverture plus faible nécessite l'ajout de nombreux éléments. Ainsi, la structure tend vers une solution déjà existante : l'antenne log-périodique verticale.

L'excitation des ondes de surface est un peu plus complexe à aborder puisque les ondes de surface ne peuvent se propager que le long d'un sol réel et qu'il n'est pas possible d'obtenir un diagramme de rayonnement en présence d'un sol réel.

Le logiciel NEC utilise l'approximation de Norton pour calculer le diagramme de rayonnement en champ lointain. Cette approximation permet d'ignorer la partie de l'espace située en dessous de l'élévation limite (notée ψ_N). La zone située sous cet angle limite correspond à la propagation par ondes de surface.

Dans la bande HF, ψ_N peut être grossièrement évalué par (84):

$$\psi_N = \tan^{-1} \left(\sqrt[3]{\frac{\lambda}{2\pi R_e}} \right) \quad \text{Éq. 79}$$

où R_e est le rayon effectif de la terre.

Dans l'article de K.A. Norton (85), cet angle est tabulé et représenté sous forme de graphes, pour différents paramètres de sol.

Ainsi, le diagramme de rayonnement ne permet pas de savoir si les ondes de surfaces sont mieux générées.

Par contre, en utilisant la simulation en champ proche, nous constatons qu'il y a un lien entre l'angle limite et l'amplitude du champ électrique dans la zone des ondes de surface. Pour une même puissance rayonnée, plus l'angle limite est faible, plus l'amplitude relative de l'onde de surface est élevée.

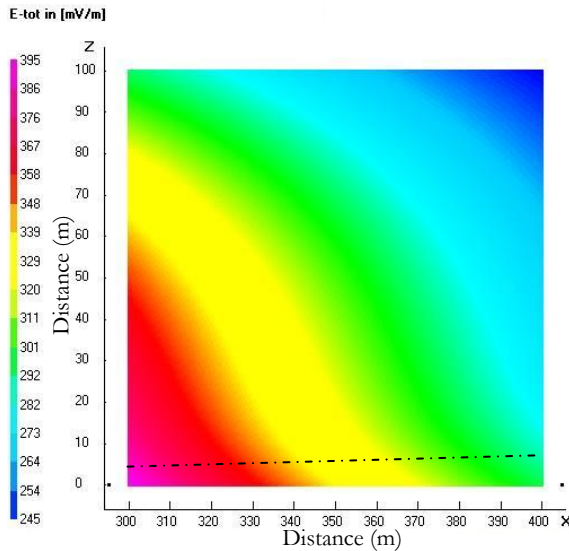


Fig. 88 : Champ proche sur un sol très conducteur. Le trait mixte symbolise la limite entre les ondes de surface et les ondes de ciel.

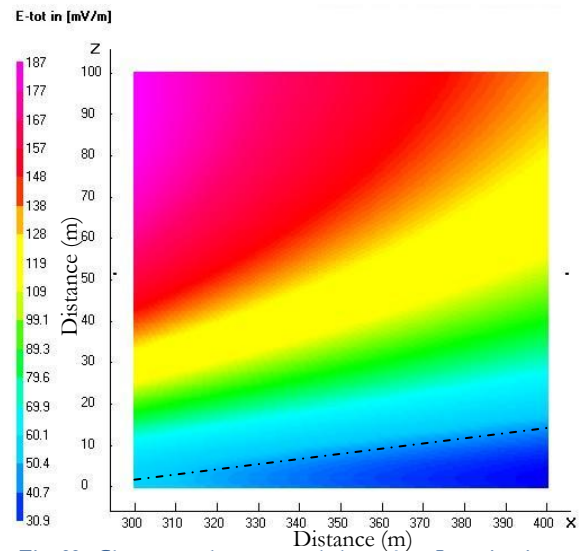


Fig. 89 : Champ proche sur un sol champêtre. Le trait mixte symbolise la limite entre les ondes de surface et les ondes de ciel.

Nous retrouvons, ici, une technique connue : pour améliorer l'émission des ondes de surface, il faut améliorer la conductivité du sol, par exemple, en y mettant un grillage métallique appelé plan de sol (86).

IV CONCEVOIR DES ANTENNES EN HF

Il est certainement possible d'améliorer l'excitation des ondes de surface. Peut-être la solution passe-t-elle par l'utilisation d'éléments rayonnants semi-enterrés (utilisés pour la propagation dans le sol) ou de structures composées d'éléments surfaciques. Cependant, l'étude d'un tel système représente, selon nous, un travail de thèse à part entière.

Concernant la polarisation horizontale, l'utilisation de capteurs de champs plutôt que d'antennes adaptées (sur 50Ω), nous a semblé être une piste intéressante pour obtenir

des structures de tailles réduites. Toutefois, cette approche ne résout pas le problème de l'alimentation. En effet, comment apporter de l'énergie, à des structures se situant à un ou deux mètres du sol, sans émettre un signal en polarisation verticale ?

Notons que la forte variabilité du TOS (en fonction de la distance entre les éléments, du type de sol ou de la distance entre la structure et le sol) indique, peut-être, une limite de validité des simulations.

Finalement, nous nous heurtons à la considération suivante : sachant qu'il n'y a pas de certitude sur la polarisation du fouillis ionosphérique et compte tenu des difficultés que cela représente, faut-il encore chercher à réaliser un capteur en polarisation horizontale ?

En conclusion, nous pensons que la réalisation ne peut être envisagée qu'après des simulations fiables. Si le gain en polarisation verticale n'est pas réellement atténué, d'une part, les conclusions sur le fouillis ionosphériques seront fausses, d'autre part, l'élimination du fouillis ne sera pas possible.

QUATRIEME PARTIE : APPORT DE LA MULTIRESOLUTION

Cette partie est consacrée au traitement du signal et plus particulièrement à l'approche multirésolution.

Nous proposons d'exploiter le fait que les échelles de variations des cibles et du fouillis ne sont pas identiques.

L'avantage de cette approche est qu'elle donne des résultats sur l'élimination du fouillis ionosphérique et sur l'extraction du fouillis de mer.

Afin d'améliorer les performances du traitement ou d'en réduire la complexité, nous étudions successivement la multirésolution à une dimension et à deux dimensions appliquées aux images radar puis au signal complexe.

I INTRODUCTION

Nous nous intéressons maintenant au signal reçu en polarisation verticale, et aux traitements à utiliser, pour en extraire le fouillis ionosphérique.

Compte tenu de l'importante littérature existante sur le traitement adaptatif du signal (Space and Time Adaptive Processing ou STAP), nous ne pouvons nous empêcher, en premier lieu du moins, d'envisager cette approche. Mais, les caractéristiques des signaux de fouillis acquis laissent penser que ce type de traitement ne donnera pas de bons résultats.

Nous avons mis en lumière, dans les deux parties précédentes, que le fouillis ionosphérique peut être vu comme la partie transitoire de notre signal. En effet, l'irrégularité, qui est à la source du fouillis, est un événement transitoire. De plus, nous avons vu qu'il s'agissait d'un processus non-linéaire, qui peut provoquer des transferts d'énergie entre les modes. Ceci se traduit par des changements rapides de polarisation. En toute logique, ces variations rapides du signal ne tendront jamais vers un régime établi.

Ajoutons que l'étalement en Doppler du fouillis est dû à la variation rapide de la concentration électronique au sein de l'irrégularité. Sans prendre de risque, nous pouvons affirmer que le temps caractéristique de ce phénomène (temps de dissociation et de recombinaison des charges) est très inférieur aux temps caractéristiques du radar qui sont proches de la milliseconde.

Ainsi, le fouillis ionosphérique peut se représenter comme une cible transitoire, fluctuant rapidement en distance et en Doppler. Nous nous orientons logiquement vers une approche de type temps-fréquence, afin de séparer ce qui est transitoire, de ce qui ne l'est pas.

Le choix des ondelettes, en particulier, vient de l'analyse des données : nous avons remarqué l'existence de signaux de tailles variables. Ces signaux sont difficiles à appréhender avec une approche fréquentielle. Par contre, l'approche en échelles de variation nous a semblé plus adaptée. De plus, l'existence d'une transformation numérique en ondelettes inverse, facile à mettre en œuvre nous conforte dans ce choix. Notons que ce n'est pas le cas de la transformation de Wigner-Ville ou de la transformée de Fourier à fenêtres (87) (88).

II ACQUISITION DE SIGNAUX

Traiter le signal suppose de disposer d'un signal... La première tâche à réaliser est l'acquisition de signaux contenant du fouillis ionosphérique. Le radar à ondes de surface de l'ONERA n'étant pas encore disponible lorsque nous avons débuté ce travail, nous avons utilisé le radar NOSTRADAMUS pour acquérir des signaux.

Rappelons que le fouillis ionosphérique est causé par une onde de ciel, il n'est donc pas choquant d'utiliser un radar à ondes de ciel pour acquérir nos signaux.

II.1 Le radar NOSTRADAMUS

NOSTRADAMUS (NOuveau Système TRAnshorizon Décamétrique Appliquant les Méthodes Utilisées dans Studio) est un radar transhorizon à ondes de ciel.

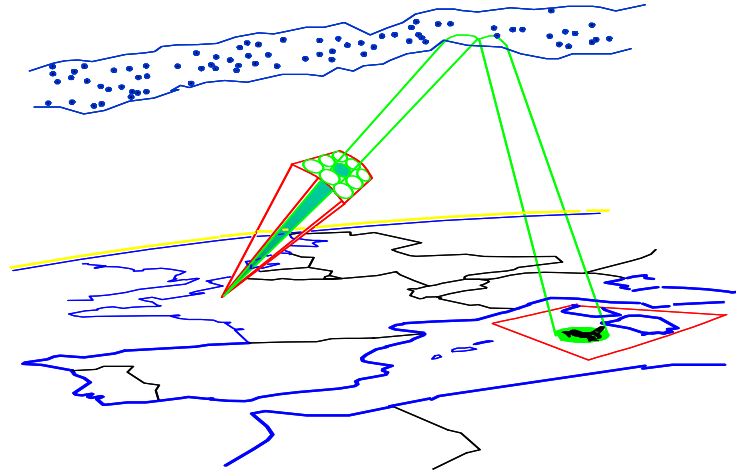


Fig. 90 : Le radar NOSTRADAMUS.

Contrairement aux principaux systèmes existants, NOSTRADAMUS est un système monostatique, surfacique, possédant trois bras en étoile. Ce choix de structure permet d'obtenir une couverture azimutale de 360° , ainsi que le contrôle du faisceau en élévation.

La configuration monostatique permet, théoriquement, de limiter les problèmes liés à la propagation : hypothèse du chemin de groupe « réversible » (60).

II.1.a Le système

- Le réseau d'antennes

Il se présente sous la forme d'une étoile à trois bras. Chaque bras est espacé de 120° et mesure plusieurs centaines de mètres. Les antennes sont de type biconique ; elles sont réparties aléatoirement le long de chaque bras, sur une largeur de l'ordre de la centaine de mètres. Ainsi, il est possible de former un faisceau par le calcul en azimut et en élévation. L'aspect aléatoire limite l'amplitude des lobes secondaires du faisceau.

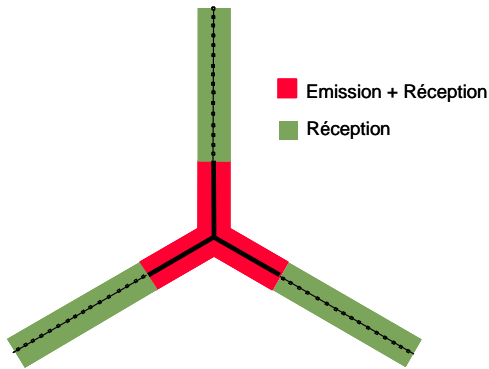


Fig. 92 : Réseau d'antennes.

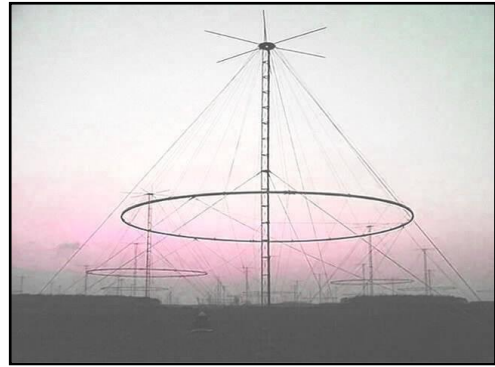


Fig. 91 : Antenne élémentaire.

Notons que seule une partie des antennes est utilisée en émission, alors que la totalité du réseau fonctionne en réception (Fig. 92).

- **L'émission**

Une centaine d'émetteurs, associés à chacune des antennes utilisées en émission, constituent le système d'émission du radar NOSTRADAMUS. Chaque émetteur est équipé d'une interface de télécommande, qui est pilotée par le système de gestion du réseau. Ainsi, il est possible de contrôler le gain et le pointage du faisceau à distance.

Chaque émetteur délivre une puissance de quelques kilowatts.

- **La réception**

La totalité du réseau est utilisée pour la réception. Afin de réduire la quantité d'information en entrée sur le calculateur, les antennes ont été regroupées par sous-réseaux.

- **Données**

Le radar NOSTRADAMUS fournit le résultat des acquisitions sous forme d'une vingtaine de données complexes. Ces données représentent, à chaque instant, le signal capté par chaque sous-réseau d'antennes après démodulation et translation en bande de base.

Ainsi, les traitements radar (cf. annexe 1) peuvent être réalisés en utilisant des signaux analytiques.

II.2 La condition d'angle d'aspect

Pour obtenir des signaux contenant du fouillis ionosphérique il faut, en plus de la présence d'irrégularités d'ionisation, respecter la condition d'angle d'aspect ; c'est-à-dire qu'il faut que le vecteur d'onde et le champ magnétique terrestre soient orthogonaux à l'endroit où se situe l'irrégularité (cf. première partie).

À l'aide du programme développé dans la deuxième partie, il est possible d'obtenir les lieux où cette condition d'angle d'aspect est respectée. Nous utilisons une prévision de profil d'ionisation du COST251 (81) pour la date et l'heure de la mesure :

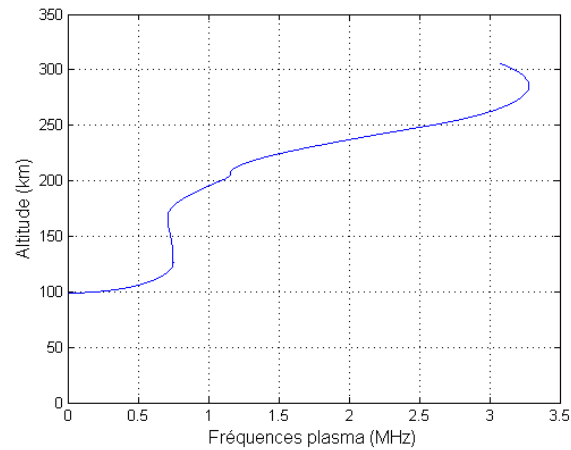


Fig. 93 : Profil COST.

En considérant la latitude du radar, nous pouvons dire (Fig. 94) qu'il sera plus simple d'obtenir l'orthogonalité dans la direction du nord magnétique, soit approximativement un azimuth de 360° (358° pour être exact).

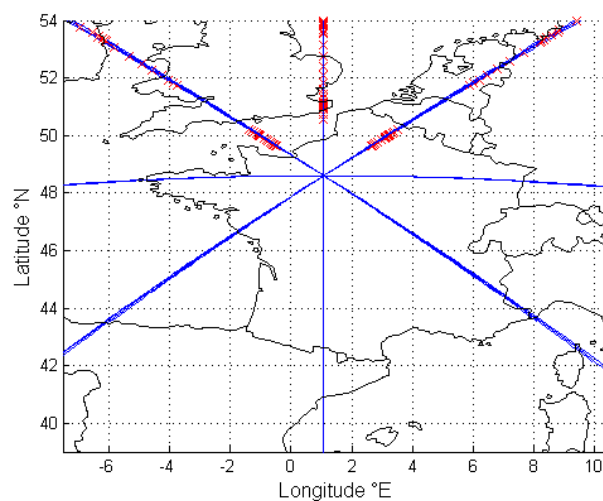


Fig. 94 : Tracé de rayons à 360° en azimuth. Les rayons sont en bleu et l'aspect proche de 90° est symbolisé par une croix rouge.

Pour rendre maximales les chances de présence d'irrégularités d'ionisation le long du trajet de l'onde, nous cherchons à traverser le plus grand volume d'ionosphère possible. Nous choisissons donc une fréquence porteuse élevée :

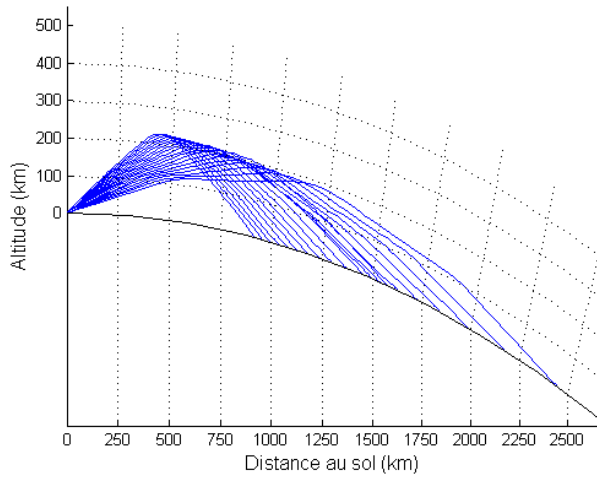


Fig. 95 : Tracé de rayons à 3 MHz.

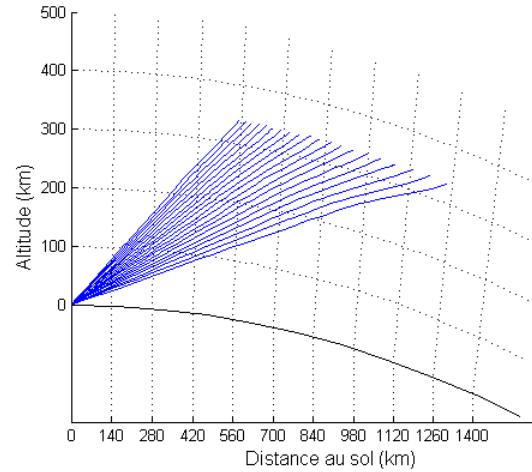


Fig. 96 : Tracé de rayons à 15 MHz.

De plus, l'absence de réflexion sur l'ionosphère nous garantit qu'il n'y aura pas d'écho de terre.

Dans l'azimut 358° , la densité de points présentant un angle d'aspect de 90° est plus importante pour les élévations voisines de 20° :

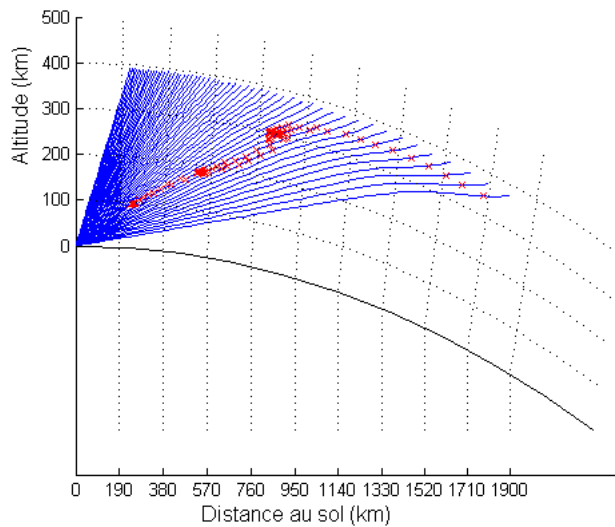


Fig. 97 : Rayons (bleus) et angle d'aspect de l'ordre de 90° (croix rouges) pour des élévations allant de 10° à 30° pour un azimut de 358° .

Notons que pour la période considérée (décembre 2006 et janvier 2007), les profils d'ionisation prévus sont presque tous identiques. La direction à viser par le radar est donc valable pour toute cette période.

II.3 Les signaux obtenus

II.3.a Configuration du radar

L'azimut et l'élévation sont maintenant fixés : (358°AZ ; 20°EL). Nous choisissons d'utiliser la plus grande bande de fréquences possible pour le code (30 kHz) afin d'avoir la résolution maximale (5 km). Pour limiter l'ambiguïté en distance, nous choisissons une durée de récurrence relativement élevée, à savoir 10 ms ; la fréquence de répétition (Pulse Repetition Frequency ou PRF) est de 0,1 kHz. Le signal est acquis entre 1 ms et 5 ms ce qui représente, pour l'élévation choisie, une distance projetée allant de 51 km à 256 km d'altitude. Le temps d'émission est fixé à 500 μs .

II.3.b Signaux

- **Météorites**

Nous avons obtenu de nombreux échos de météorites, c'est-à-dire des échos fins en distance et étalés en Doppler :

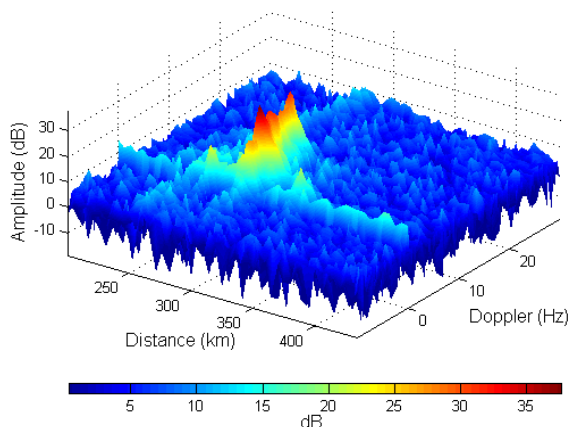


Fig. 98 : Météorite avec trainée.

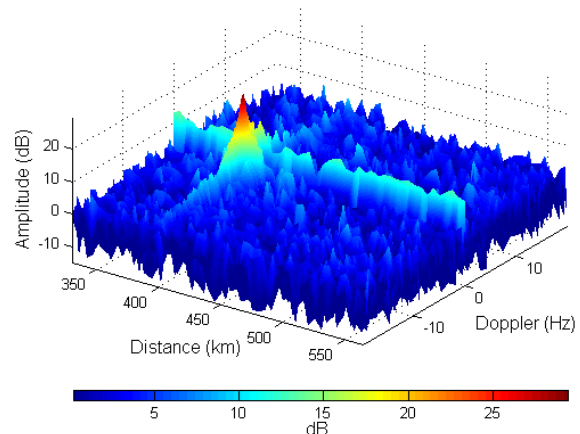


Fig. 99 : Météorite sans trainée.

Les fluctuations d'ionisation provoquées par le passage de la météorite sont à l'origine de l'étalement en Doppler. Lorsque la zone concernée retourne vers l'état stable, la météorite devient une cible d'opportunité (Fig. 99).

- **Fouillis de couche F**

Nous avons obtenu assez peu d'échos d'irrégularité de couche F (échos peu étalés en distance et très étalés en Doppler (36)) :

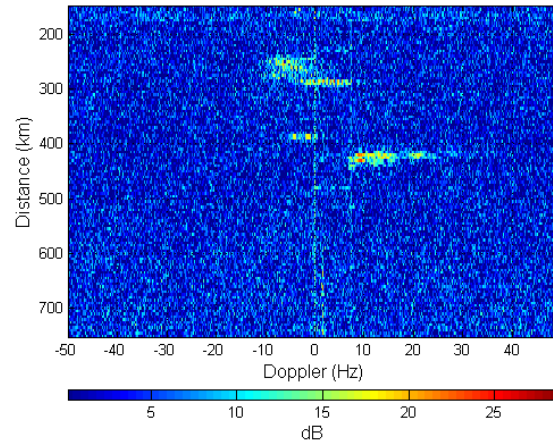


Fig. 100 : Irrégularité de couche F.

- **Fouillis de couche E**

La plupart des échos d'irrégularité d'ionisation obtenus proviennent de la couche E (échos étalés en distance et étalés en Doppler) :

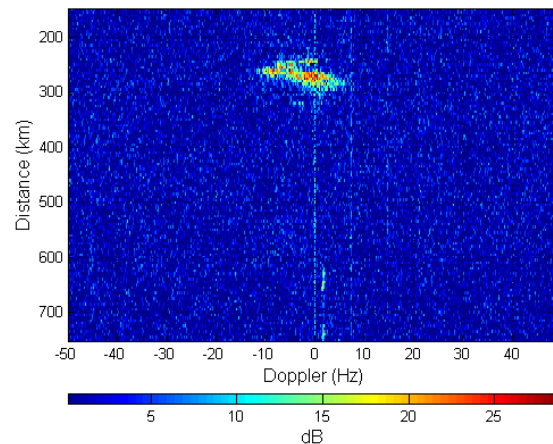


Fig. 101 : Irrégularité de couche E.

III COHERENCE ET TRAITEMENT ADAPTATIF

III.1.a Principe du traitement adaptatif

- **Le signal**

Le signal reçu peut être vu comme un objet à trois dimensions : l'espace, le temps court et le temps long. La dimension « espace » représente la répartition spatiale des capteurs ; c'est-à-dire, dans le cas du radar NOSTRADAMUS, une position sur l'un des trois bras. La dimension « temps court » représente le temps à l'intérieur d'une récurrence ; c'est-à-dire, d'après notre configuration, un temps allant de 1 ms à 5 ms échantillonné toutes les 33 μ s. La dimension « temps long » représente le temps de récurrence à récurrence ; c'est-à-dire, pour une résolution Doppler de 0,2 Hz (comme sur

les figures ci-dessus), un temps allant de 0 s à 5,12 s, échantillonné toutes les 10 ms (temps de la récurrence).

Après traitement, l'espace devient une direction d'observation, les temps courts une distance, et les temps longs un décalage Doppler (c'est-à-dire une vitesse).

• Principe

Si un élément indésirable se trouve dans une des dimensions du signal, l'information présente dans les autres dimensions est utilisée pour supprimer cet élément.

Par exemple, un brouilleur peut gêner la lecture de l'image distance-Doppler. En utilisant l'information spatiale, il est possible de trouver les amplitudes et déphasages à affecter à chaque récepteur afin de minimiser l'influence du brouilleur. Avec cet exemple simpliste, nous comprenons, intuitivement, que le traitement va permettre d'adapter le diagramme de rayonnement à la configuration de la scène observée.

Ainsi, l'objectif du traitement adaptatif est de rendre maximum le rapport signal à bruit en pondérant (en amplitude et en phase) l'information se trouvant dans chacune des dimensions du signal

L'apport de cette technique est de réduire le problème de maximisation sous contrainte à un problème de recherche de valeurs propres et de vecteurs propres (89).

• Taille du jeu de données

Faisons l'hypothèse que nous avons les deux informations suivantes (90):

$$\begin{cases} Z_{J,K}^0 = N_{J,K} \\ Z_{J,K}^1 = S_{J,K} + N_{J,K} \end{cases} \quad \text{Éq. 80}$$

où $Z_{J,K}^0$ est une matrice idéale contenant uniquement le bruit $N_{J,K}$ reçu par J récepteurs à K instants, $Z_{J,K}^1$ est une matrice contenant le signal réel, c'est-à-dire, la somme de $S_{J,K}$ (le signal utile reçu par J récepteurs à K instants) et de $N_{J,K}$ (le bruit reçu par J récepteurs à K instants).

Alors, il est possible de maximiser le rapport signal à bruit en appliquant un filtre adapté W . Nous avons :

$$X = W^H Z_{J,K}^1 \quad \text{Éq. 81}$$

où X est une matrice ne contenant plus que le signal utile, H désigne le conjugué transposé et W est une matrice contenant les coefficients du filtre adapté.

Avec :

$$W = \alpha (N_{J,K} N_{J,K}^H)^{-1} (Z_{J,K}^1 - Z_{J,K}^0) = \alpha M^{-1} S_{J,K} \quad \text{Éq. 82}$$

où M est la matrice de covariance du bruit et α est un nombre complexe.

Toutefois, le bruit n'est *a priori* pas connu ; il n'est pas possible de calculer M^{-1} .

La matrice M doit être estimée en utilisant la troisième dimension disponible, c'est-à-dire, les récurrences. Le filtre adapté estimé \hat{W} est calculé en utilisant la matrice de covariance estimée à l'aide de R récurrences :

$$\hat{M} = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^R Z_{J,K_i}^1 Z_{J,K_i}^{1H} \quad \text{Éq. 83}$$

La perte sur le rapport signal à bruit optimum dépend de l'estimation de M . Plus R est grand, plus l'estimation est bonne. Cette perte est limitée à 3 dB si $R = 2JK - 3$; c'est-à-dire que le nombre de récurrences utilisées pour estimer M dépend de la taille du jeu de données que nous considérons (91).

L'estimation de M suppose d'observer R fois le même phénomène. Ceci suppose que ce phénomène soit stable durant un temps $\tau = T_{rep}R$ (où T_{rep} est la période de répétition du radar). Ainsi, il convient de faire l'hypothèse que le bruit est lentement variable (90).

L'une des difficultés du traitement adaptatif, dans le cadre de l'élimination du fouillis provenant de milieux aléatoires, est de trouver R jeux de données cohérents (17) (92).

Notons finalement, qu'en étant rigoureux, R , J et K peuvent représenter indifféremment l'espace, les temps longs ou les temps courts.

III.1.b Cohérence du fouillis ionosphérique

Nous ne nous attendons pas, *a priori*, à ce que le temps de cohérence du fouillis soit élevé pour toutes les raisons évoquées dans les parties II et III. De plus, nous avons trouvé dans la littérature des temps de cohérence qui varient, selon les auteurs, de 10 ms à 100 ms (49).

Nous utilisons la fonction de cohérence classique :

$$R(i, j) = \frac{C(i, j)}{\sqrt{C(i, i)C(j, j)}} \quad \text{Éq. 84}$$

où $R(i, j)$ est la fonction de cohérence et $C(i, j)$ la covariance.

Avec cette fonction, nous trouvons un temps de cohérence sur le temps long variant entre 10 ms et 100 ms, c'est-à-dire qu'un point de l'irrégularité reste cohérent pendant 1 à 10 récurrences. Sur les temps courts, la cohérence varie de 66 μ s à 330 μ s, c'est-à-dire que le comportement de l'irrégularité est cohérent sur une distance allant de 10 km à 50 km, soit sur des épaisseurs allant de 3,5 km à 17 km d'altitude.

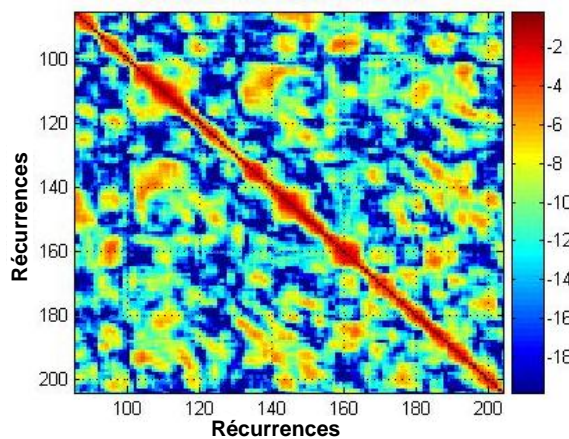


Fig. 102 : Cohérence sur les temps longs.

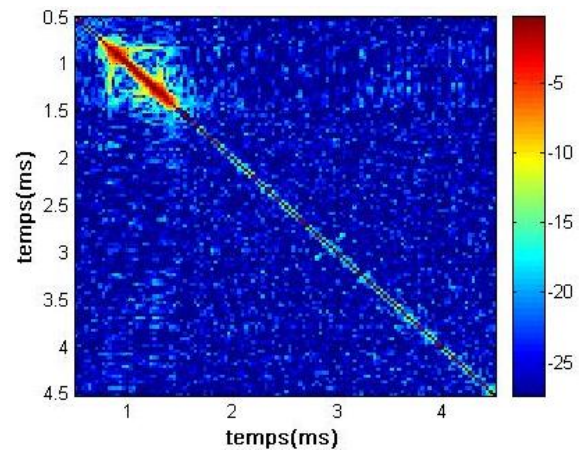


Fig. 103 : Cohérence sur les temps courts.

Pour une cible, nous avons :

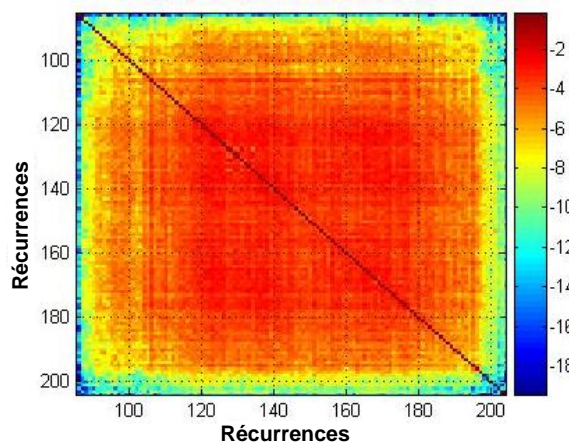


Fig. 104 : Cohérence sur les temps longs.

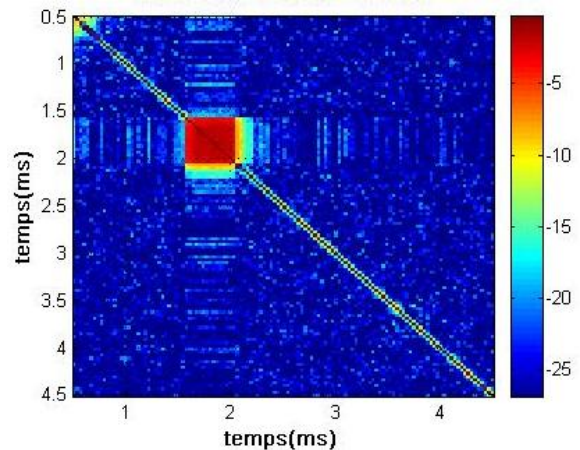


Fig. 105 : Cohérence sur les temps courts.

III.1.c Doute sur l'efficacité

Les figures précédentes nous font craindre que le traitement adaptatif fournisse de mauvais résultats. En effet, la cohérence est encore plus faible que dans les travaux de E. Bronner sur le fouillis de mer (17).

De plus, le résultat précédent laisse entendre qu'il faudra trouver un filtre adapté chaque dizaine de millisecondes, si nous travaillons sur les temps longs ou, chaque centaine de microsecondes, si nous travaillons sur les temps courts.

Ainsi, le traitement adaptatif ne semble pas être une technique appropriée à l'élimination du fouillis ionosphérique.

IV MULTIRÉSOLUTION ET ONDELETTES

Il serait assez fastidieux de donner, ici, une définition précise et rigoureuse de la multirésolution et de l'analyse en ondelettes ; tout comme il serait fastidieux, d'ailleurs, de donner une définition précise et rigoureuse de la transformée de Fourier. S. Goedecker nous rappelle, s'il était besoin, que pour la plupart des applications, une définition formelle et rigoureuse n'est pas nécessaire (93).

La difficulté de poser une définition simple et claire vient du fait que les ondelettes existent depuis 1927 sous des formes et des noms très variés. Les premiers travaux de S. Mallat furent d'unifier toutes ces approches. Mais, dans la littérature, il reste encore des divergences de points de vue.

Le développement important d'applications utilisant les ondelettes est dû aux travaux de S. Mallat et I. Daubechies. Aussi, nous n'introduisons, succinctement, que la multirésolution, l'algorithme de Mallat et les ondelettes de Daubechies. Enfin, nous présenterons quelques applications.

IV.1 Temps, fréquence, position et échelle

Mathématiquement, les transformées que nous considérons concernent l'espace fonctionnel $L^2(\mathbb{R})$. La distinction entre position et temps ou entre fréquence et échelle est plutôt arbitraire. Elle prend, pourtant, un sens important dans un contexte physique.

IV.1.a Pavage de l'espace temps-fréquence

- **Pavage infiniment fin et infiniment long**

La représentation temporelle d'un signal ne donne aucune indication sur son contenu fréquentiel. Inversement la représentation fréquentielle ne donne aucune indication sur la variation temporelle du signal. L'espace temps-fréquence de ces représentations est découpé de la manière suivante (94) :

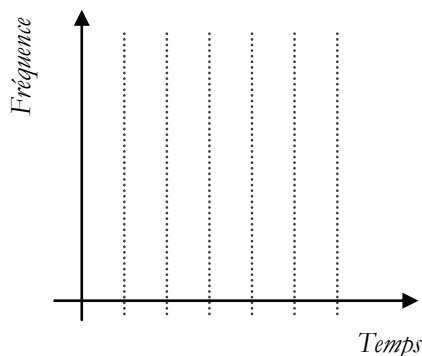


Fig. 106 : Pavage en temps.

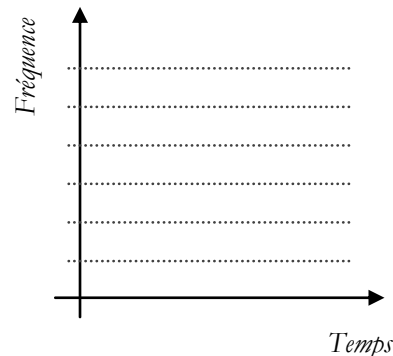


Fig. 107 : Pavage en fréquence.

La représentation temporelle décrit parfaitement des signaux dont la variation temporelle est identique, quelle que soit la bande de fréquences considérée. Inversement,

la représentation fréquentielle décrit parfaitement les signaux dont le contenu fréquentiel est identique, quel que soit l'instant considéré.

En d'autres termes, la transformée de Fourier permet de décrire parfaitement les signaux stationnaires, mais ne permet pas d'étudier les signaux transitoires.

La nature des fonctions sinus et cosinus, qui sont les fonctions de base choisies par Fourier, est à l'origine de cette limitation. En effet, ces fonctions oscillent continuellement avec la même fréquence. Aussi, il est difficile d'appréhender les instants de début et de fin ou les fréquences variables.

Les événements transitoires ou soudains sont répartis sur toutes les fréquences : les événements locaux deviennent des caractéristiques globales du signal transformé (88). Or, dans le cadre de l'élimination du fouillis ionosphérique, c'est l'information transitoire qui est recherchée.

- **Pavage de surfaces finies et de tailles fixes**

La transformée de Wigner-Ville, et la transformée de Fourier à fenêtre (ou transformée de Fourier glissante), présentent l'avantage de combiner l'intérêt des deux représentations précédentes, dans la limite de l'inégalité d'Heisenberg. Cette inégalité traduit le fait que le pavage ne peut pas être, simultanément infiniment fin en temps et en fréquence.

L'inconvénient est que le pavage est de taille fixe (*Fig. 108*). Avant de commencer l'analyse, il faut déterminer s'il est préférable d'extraire finement le contenu fréquentiel de transitions lentes (rectangles allongés en temps), ou s'il est judicieux d'extraire grossièrement le contenu fréquentiel de transitions rapides (rectangles allongés en fréquence).

Notons que la reconstruction numérique n'est pas aisée notamment à cause de la redondance de ces transformations (87) (88).

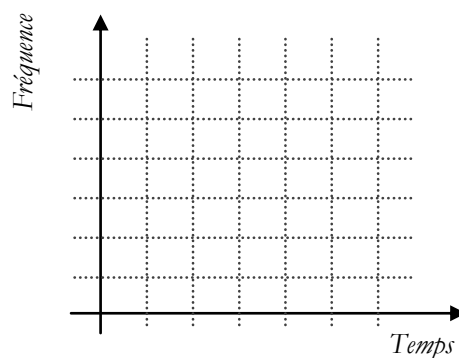


Fig. 108 : Pavage en temps et en fréquence.

- **Pavage de surfaces finies et de tailles variables**

Dans le cas d'une analyse position-échelle, le pavage a une surface constante mais la précision varie : le pavage n'a pas toujours la même taille (*Fig. 109*).

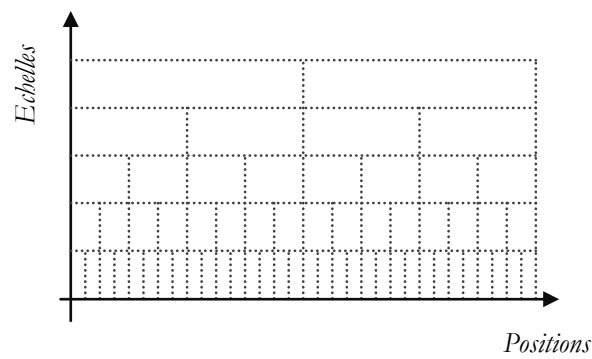


Fig. 109 : Pavage de forme variable, analyse position échelle.

Dans le cas précédent, les fonctions de base gardaient un support infini ainsi qu'une fréquence fixe et l'analyse ne portait que sur une portion du signal, c'est-à-dire sur un support de taille réduite. Le pavage ci-dessus est obtenu, en conservant le support initial du signal, et en faisant varier la taille du support de la fonction de base mais sans changer son allure, c'est-à-dire que sa « fréquence » varie.

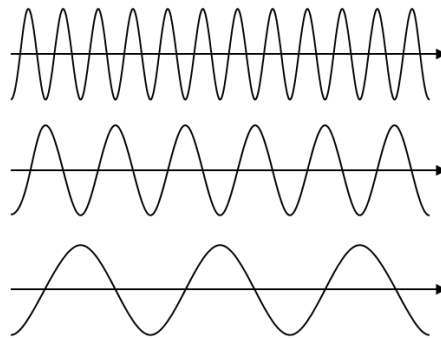


Fig. 110 : Base de Fourier (fonctions infiniment oscillantes).

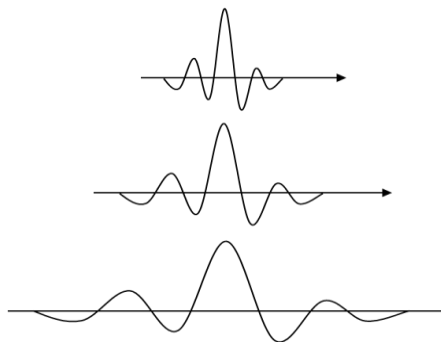


Fig. 111 : Base d'ondelettes (fonctions localisées).

Il ne convient plus de parler de temps, car les fonctions de base ne sont pas aussi bien localisées que les fonctions $\delta(t - \tau_i)$ de la représentation temporelle. De même, elles ne sont pas aussi bien localisées en fréquence que les fonctions sinus et cosinus de la représentation fréquentielle : les fonctions de base ne possèdent pas une réelle fréquence mais une « pseudo-fréquence » (88).

Très simplement, nous pouvons dire que la résolution de l'analyse temps-échelle n'est pas fixe d'où l'appellation d'analyse multirésolution.

IV.1.b Multirésolution

De manière un peu grossière, il est possible de dire que la multirésolution consiste à projeter une fonction dans des espaces fonctionnels de plus en plus petits. Ce qui revient à décrire de moins en moins finement les variations de la fonction.

De manière plus formelle (95) :

- la multirésolution de $L^2(\mathbb{R})$ est une suite de sous-espaces de $L^2(\mathbb{R})$ notés V_j avec $j \in \mathbb{Z}$;
- pour tout j , V_j est fermé, $V_j \subset V_{j+1}$, $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\}$ et $\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2(\mathbb{R})$;
- si la fonction $f(t) \in V_j$ alors $f(2t) \in V_{j+1}$ et réciproquement ;
- si la fonction $f(t) \in V_0$ alors $f(t - k) \in V_0$ (avec $k \in \mathbb{Z}$) ;
- il existe une fonction $\phi(t)$ telle que $\phi(t - k)$ soit une base de V_0 .

Contrairement aux apparences, cette description contient toutes les clefs de l'analyse en ondelettes.

IV.2 Multirésolution, ondelettes et filtrage

En redevenant moins formel, disons que les V_j représentent les différentes échelles de variation.

La condition $V_j \subset V_{j+1}$ nous indique que, la résolution augmente avec les indices croissants, et que la résolution grossière est contenue dans la résolution fine. Plus prosaïquement, cela signifie que l'information n'est pas créée par l'analyse : le signal de départ contient déjà toutes les échelles de variation.

La condition $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = \{0\}$ signifie que la seule information présente à toutes les échelles est l'information nulle. Autrement dit, la décomposition peut être utile car il n'est pas possible de retrouver une même information sur toutes les échelles ; ou encore, la résolution la plus grossière (j tend vers $-\infty$) ne contient aucune information car, comme $V_j \subset V_{j+1}$, nous avons $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = V_{-\infty}$.

La condition $\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = L^2(\mathbb{R})$ signifie que la résolution la plus fine (j tend vers $+\infty$) est le signal de départ car, comme $V_j \subset V_{j+1}$, nous avons $\overline{\bigcup_{j \in \mathbb{Z}} V_j} = V_{+\infty}$.

La relation $f(t) \in V_j \Leftrightarrow f(2t) \in V_{j+1}$ signifie que, lors d'un passage d'une échelle grossière à une échelle plus fine, la taille du pavage est divisée par deux dans le sens du temps. Cette relation paraît être une restriction, pourtant, l'intervalle dyadique entre les échelles permet de couvrir tout $L^2(\mathbb{R})$ sans redondance.

La relation $f(t) \in V_0 \Rightarrow f(t - k) \in V_0$ signifie que la translation n'affecte pas la résolution. D'après ce qui précède, cette relation est vraie quel que soit j .

IV.2.a Existence des ondelettes et signification

C'est la condition stipulant que V_j doit être un sous-espace fermé qui donne une existence aux ondelettes : un sous-espace fermé admet un supplémentaire orthogonal.

Comme $V_j \subset V_{j+1}$, il est possible de dire que V_j est un sous-espace de V_{j+1} . Ainsi, V_{j+1} admet un sous-espace supplémentaire W_j . Nous avons alors (87) (95) :

$$V_j \oplus W_j = V_{j+1} \quad \text{Éq. 85}$$

De plus :

$$V_j \perp W_j \quad \text{Éq. 86}$$

Un signal f peut donc être représenté à l'échelle $j + 1$ de la manière suivante :

$$f_{j+1} = \sum_k s_{j+1,k} \phi_{j+1,k} \quad \text{Éq. 87}$$

où les $\phi_{j+1,k}$ sont une base de V_{j+1} et les $s_{j+1,k}$ sont les projections de f sur cette base ($s_{j+1,k} = \langle f, \phi_{j+1,k} \rangle$).

Puisque $V_j \oplus W_j = V_{j+1}$, f_{j+1} peut s'écrire :

$$f_{j+1} = \sum_k \omega_{j,k} \psi_{j,k} + \sum_k s_{j,k} \phi_{j,k} \quad \text{Éq. 88}$$

où les $\phi_{j,k}$ sont une base de V_j , les $s_{j,k}$ sont les projections de f sur les $\phi_{j,k}$, les $\psi_{j,k}$ sont une base de W_j et les $\omega_{j,k}$ sont les projections de f sur la base de W_j ($\omega_{j,k} = \langle f, \psi_{j,k} \rangle$).

Notons que, pour simplifier la notation, nous avons omis la variable de la fonction f .

• Les ondelettes

À ce stade, et afin d'explicitier $\phi_{j,k}$ et $\psi_{j,k}$, il convient de se rappeler l'existence d'une base orthonormée de V_0 par translation de $\phi(t)$.

Si $\phi(t)$ existe pour V_0 , nous pouvons construire une base pour V_1 de la forme (notons qu'il est implicite que la norme dans $L^2(\mathbb{R})$ de $\phi(t)$ est égale à l'unité) :

$$\phi_{1,k}(t) = 2^{1/2} \phi_{0,k}(2t - k) \quad \text{Éq. 89}$$

où le coefficient $2^{1/2}$ assure une norme égale unité.

Plus généralement, les fonctions $\phi_{j,k}(t)$ sont une base de V_j .

$$\phi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \phi_{0,k}(2^{-j}t - k) \quad \text{Éq. 90}$$

Compte tenu des relations liant V_j et W_j (Éq. 85 et Éq. 86) il est possible de construire une base similaire pour W_j :

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \psi_{0,k}(2^{-j}t - k) \quad \text{Éq. 91}$$

Nous pouvons maintenant dévoiler le nom de chaque élément de f_{j+1} (Éq. 88) :

- les $\psi_{j,k}(t)$ sont la base d'ondelettes de la multirésolution, ce sont les translatées et les dilatées de l'ondelette mère $\psi_{0,0}(t)$; les $\psi_{j,k}(t)$ sont appelées indifféremment ondelettes ou fonctions d'ondelettes;
- les $\omega_{j,k}$ sont les coefficients d'ondelettes de la fonction f ;
- les $\phi_{j,k}(t)$ sont les fonctions d'échelle de la multirésolution, ce sont les translatées et les dilatées de la fonction d'échelle $\phi_{0,0}(t)$;
- les $s_{j,k}$ sont les coefficients d'échelles de la fonction f .

• Signification

D'après ce qui précède les coefficients d'ondelettes codent la différence d'information entre les échelles j et $j + 1$ (Éq. 87 et Éq. 88). C'est-à-dire qu'une représentation fine du signal peut se réduire à une représentation grossière, à laquelle il est ajouté des informations fines (96).

Ainsi, le signal est décomposé en une suite d'approximations (c'est-à-dire une suite d'informations grossières obtenues par projection sur les fonctions d'échelles), et en une suite de détails (c'est à dire une suite d'informations fines obtenues par projection sur la base d'ondelettes).

Notons qu'une multirésolution est aussi bien définie par les sous-espaces V_j que par les fonctions de bases $\psi_{j,k}$ et $\phi_{j,k}$. De plus, f peut être exprimée comme la somme d'une approximation grossière et d'une suite de détails de plus en plus fins :

$$f = \sum_k s_{j_{min},k} \phi_{j_{min},k} + \sum_j \sum_k \omega_{j,k} \psi_{j,k} \quad \text{Éq. 92}$$

L'équation ci-dessus est la transformée en ondelettes de f . Cette appellation n'est pas un abus puisque $\bigcap_{j \in \mathbb{Z}} V_j = V_{-\infty} = \{0\}$. La multirésolution de f peut s'écrire :

$$f = \sum_k s_{-\infty,k} \phi_{-\infty,k} + \sum_j \sum_k \omega_{j,k} \psi_{j,k} \quad \text{Éq. 93}$$

Ce qui revient à écrire :

$$f = \sum_j \sum_k \omega_{j,k} \psi_{j,k} \quad \text{Éq. 94}$$

Ainsi, une multirésolution est une transformée en ondelettes.

IV.2.b Aspect filtrage

S. Mallat a montré qu'une multirésolution peut être effectuée par un banc de filtres orthonormaux (94).

Nous avons $V_j \subset V_{j+1}$; de plus, par définition, les fonctions de base d'un espace appartiennent à cet espace. Ainsi, les fonctions de bases $\phi_{j,k}$ de V_j peuvent, comme tout élément de V_j , s'exprimer comme une combinaison linéaire des fonctions de base $\phi_{j+1,k}$ de V_{j+1} .

Nous obtenons :

$$\phi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \sum_k h(k) \phi_{j+1,k}(2^{-j}t - k) \quad \text{Éq. 95}$$

où les $h(k)$ sont des coefficients réels.

De même, puisque $W_j \subset V_{j+1}$, les fonctions de base $\psi_{j,k}$ de W_j peuvent, comme tout élément de V_j , s'exprimer comme une combinaison linéaire des fonctions de base $\phi_{j+1,k}$ de V_{j+1} :

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2} \sum_k g(k) \phi_{j+1,k}(2^{-j}t - k) \quad \text{Éq. 96}$$

où les $g(k)$ sont des coefficients réels.

Les coefficients $h(k)$ et $g(k)$ décrivent des filtres discrets. Compte tenu des propriétés de V_j et de W_j , $h(k)$ et $g(k)$ sont orthogonaux.

De plus, la projection (dans $L^2(\mathbb{R})$) de f sur les $\phi_{j,k}$ et les $\psi_{j,k}$, qui permet d'obtenir les coefficients d'échelle et d'ondelettes, est un produit de convolution. Il s'agit donc d'une opération de filtrage.

Ainsi, calculer les $s_{j,k}$ et les $\omega_{j,k}$ revient à filtrer f par $h(k)$ et $g(k)$.

IV.3 Algorithme de Mallat et ondelettes de Daubechies

Une multirésolution est forcément associée à un banc de filtres orthonormaux (que nous avons noté $h(k)$ et $g(k)$).

Cependant, la réciproque est fausse : tout banc de filtres orthonormaux ne permet pas de construire une multirésolution.

S. Mallat fournit un algorithme permettant d'obtenir, à l'aide d'un banc de filtres orthonormaux, les coefficients d'ondelette et d'échelle d'un signal connaissant la fonction d'échelle $\phi(t)$.

I. Daubechies fournit une manière systématique de construire des fonctions $\phi(t)$.

IV.3.a Algorithme de Mallat

Puisqu'une multirésolution peut s'exprimer sous forme de filtres, il est possible de la réaliser avec des composants électroniques (97) ou de la réaliser numériquement.

- **Transformation**

L'algorithme de Mallat permet de transformer un tampon b_1 de N données en un tampon b_2 de N coefficients. b_2 est la transformée en ondelettes de b_1 .

La fonction $\phi(t)$ est déjà choisie, par conséquent, la fonction $\psi(t)$ aussi.

$h(k)$ est obtenue en projetant $\phi_{j,k}(t)$ sur $\phi_{j+1,k}(t)$:

$$\begin{aligned} h(k) &= \langle \phi_{j,k}(t), \phi_{j+1,k}(t-k) \rangle \\ &= \langle \phi_{j,k}(t), 2^{1/2} \phi_{j,k}(2t-k) \rangle \end{aligned} \quad \text{Éq. 97}$$

$g(k)$ pourrait être calculée par projection de $\psi_{j,k}(t)$ sur $\phi_{j+1,k}(t)$. Cependant, les propriétés liant V_j et W_j permettent d'écrire :

$$g(k) = (-1)^k h(1-k) \quad \text{Éq. 98}$$

Pour transformer le tampon, ou le décomposer en approximations et détails, S. Mallat utilise les filtres anti-causaux $h(k)^T$ et $g(k)^T$. Ce sont les filtres symétriques par rapport à 0. La décomposition va de l'échelle la plus fine (le tampon b_1), vers l'échelle la plus grossière possible (un seul coefficient d'échelle).

Après filtrage, il est nécessaire de retirer un point sur deux pour respecter l'évolution dyadique des échelles (*sub-sampling* noté « $\downarrow 2$ »). La décomposition peut se représenter en termes de schéma bloc de la manière suivante :

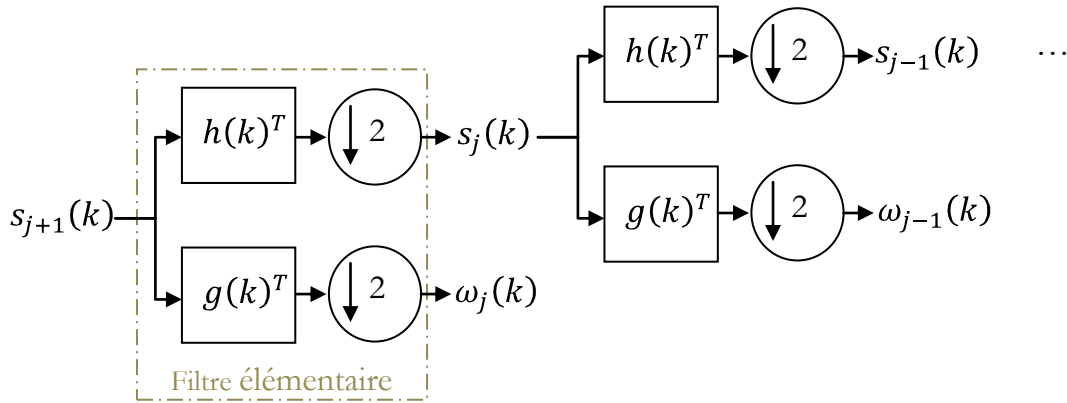


Fig. 112 : Algorithme de Mallat.

- **Transformation inverse**

Il est possible de retrouver b_1 à partir de b_2 par transformation inverse (ou reconstruction). Il convient alors d'utiliser les filtres causaux $h(k)$ et $g(k)$, et un élément permettant d'ajouter un point sur deux (*up-sampling* noté « $\uparrow 2$ »). Nous avons :

$$\begin{aligned} s_{j,k} &= \left(h(k) * \left((\uparrow 2) s_{j-1,k} \right) \right) \\ &\quad + \left(g(k) * \left((\uparrow 2) \omega_{j-1,k} \right) \right) \end{aligned} \quad \text{Éq. 99}$$

Soit sous forme de schéma bloc :

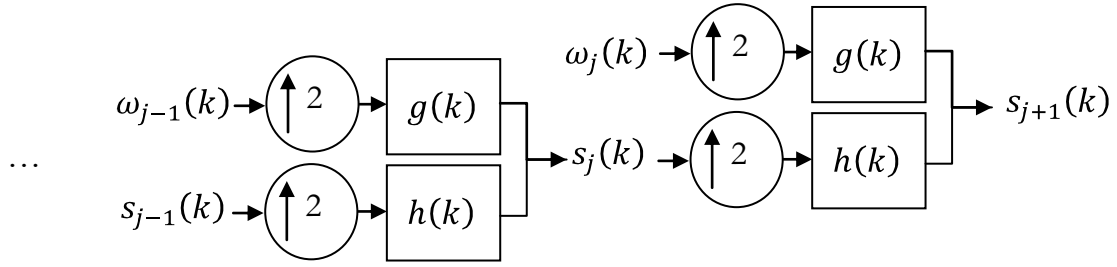


Fig. 113 : Transformation inverse.

- **Nature de $h(k)$ et $g(k)$**

Les filtres $h(k)$ et $g(k)$, sont en réalité, des filtres passe-bas et des filtres passe-haut. Ceci se comprend intuitivement puisque, $h(k)$ fournit une approximation du tampon de départ, et $g(k)$ en fournit les détails.

Les détails d'un signal, ou les variations rapides, sont contenus dans les hautes fréquences d'un signal. Inversement, l'approximation, ou la tendance générale du signal, est une information de nature basse fréquence.

IV.3.b Construction de Daubechies

Pour permettre une analyse correcte des signaux, une ondelette, ou sa fonction d'échelle associée, doit respecter des conditions de régularité, de décroissance à l'infini et de nombre de moments nuls (87).

La régularité (caractère lisse de l'ondelette) agit sur la qualité de la reconstruction : une ondelette peu régulière introduit des discontinuités dans le signal.

La décroissance à l'infini, ou la compacité du support, sont directement liées à la localisation de l'ondelette et donc à la forme du pavage de l'espace temps-fréquence.

Le nombre de moments nuls (moments dans $L^2(\mathbb{R})$) est lié à l'oscillation de l'ondelette, il définit les fonctions que va pouvoir décrire l'ondelette. Il faut deux moments nuls pour décrire une fonction linéaire, trois moments nuls pour décrire une fonction quadratique, etc. S'il y a trop de moments nuls, il ne sera pas possible de décrire les variations lentes mais la multirésolution contiendra peu de coefficients non nuls (88).

I. Daubechies utilise l'algorithme de Mallat afin de résoudre l'équation à double échelle qui relie, les fonctions de base de V_j , aux fonctions de base de V_{j+1} (Éq. 95). La solution $\phi(t)$ de cette équation n'est pas analytique, mais résulte de la convergence d'une suite.

La construction de Daubechies permet, pour toute valeur de $r \in \mathbb{Z}$, d'obtenir une base orthonormée de V_j , avec les propriétés suivantes (98) :

- le support de $\phi(t)$ est $[0, 2r + 1]$ et le filtre associé contient $2r$ points;
- il y a r moments nuls ;
- la régularité de $\phi(t)$ est assurée par le fait qu'elle possède environ $\frac{r}{5}$ dérivées continues.

Ainsi, la construction de Daubechies permet d'obtenir une ondelette ayant les propriétés les plus adaptées possible au signal à analyser.

IV.4 Applications

L'application la plus connue des ondelettes est la compression d'images, notamment la norme JPEG2000 (99). Ou, peut-être est-ce le codage d'empreinte digitale par le F.B.I. (88) ?

La multirésolution peut être utilisée pour la compression de nombreux signaux (100). Par exemple, les ondelettes peuvent être utilisées pour compresser les signaux acoustiques (101).

Les ondelettes sont, en réalité, un outil très général d'analyse des signaux. Tout comme la transformée de Fourier, elles sont présentes dans des applications très variées. Citons, par exemple, la reconnaissance d'écriture (102), la suppression du bruit dans les signaux d'électrocardiogrammes (103), l'analyse des échelles de variation des couches de glace sur les icebergs (96), l'analyse de signaux provenant de sonars (104), ou encore, l'analyse optique d'anomalies d'écoulement d'un liquide circulant dans des tuyaux (94).

Toutefois, le traitement de l'image, quel que soit son type, reste l'application principale des ondelettes (105) (106) (107).

La multirésolution peut aussi être utilisée pour détecter les ruptures dans les signaux. C'est notamment le cas pour la surveillance des centrales nucléaires (108) ou la détection d'anomalie dans les signaux d'alimentation haute puissance (109).

Notons, finalement, que les ondelettes peuvent être utilisées pour l'étude d'équations différentielles (93) et l'identification de processus (110).

V LES TRAITEMENTS PROPOSES

À partir de ce point, nous nous plaçons en tant qu'utilisateur d'un outil disponible dans le logiciel *MATLAB*. Les difficultés (ou interrogations) qui seront rapportées plus bas, concernent la mise en œuvre de la *toolbox wavelet* et non la théorie de la multirésolution.

Sachant que le fouillis ionosphérique est une partie transitoire du signal radar, et que la transformée en ondelettes permet de décrire des signaux transitoires, la question qui se pose est : les ondelettes permettent-elles d'éliminer le fouillis ionosphérique ?

Pour répondre à cette question, nous essayons de construire un traitement d'image et un traitement du signal utilisant des ondelettes à une dimension (1-D) ou à deux dimensions (2-D).

Rappelons que les ondelettes n'ont pas d'interprétation physique (88). Aussi, ce qui va suivre se rattache difficilement aux phénomènes physiques décrits dans l'état de l'art.

V.1 Ondelettes 1-D et traitement de l'image radar

Comme nous l'avons vu, les ondelettes décrivent des fonctions appartenant à $L^2(\mathbb{R})$. Ceci exclut, *a priori*, les signaux complexes. De plus, il existe une littérature foisonnante sur le traitement d'image à l'aide d'ondelettes. Aussi, nous sommes nous d'abord intéressés au traitement de l'image radar.

V.1.a Premiers pas

Lorsque nous avons pris en mains la *toolbox wavelet* de *MATLAB*, nous avons utilisé l'image de test suivante :

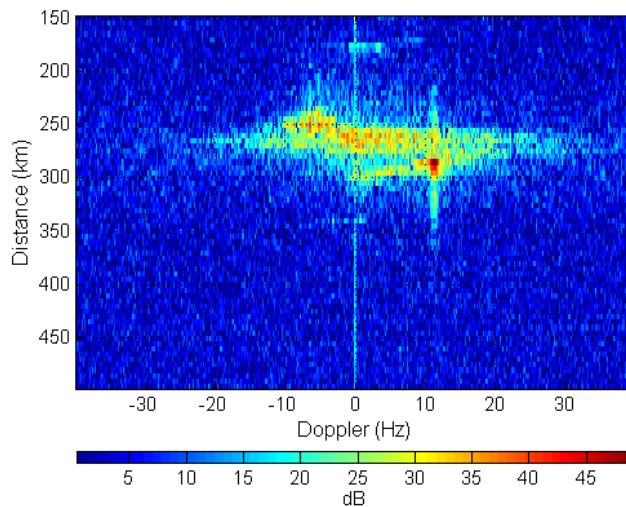


Fig. 114 : Image de test.

Cette image contient, un écho d'irrégularité de couche E, et un écho de météorite. Notons que nous pouvons considérer l'écho de météorite comme un écho de cible : il n'y a pas de traînée (*cf.* page 102).

Nous pensons avoir commencé à comprendre l'intérêt de la multirésolution, lorsque nous avons réussi à afficher la décomposition de l'image distance- Doppler de ce signal :

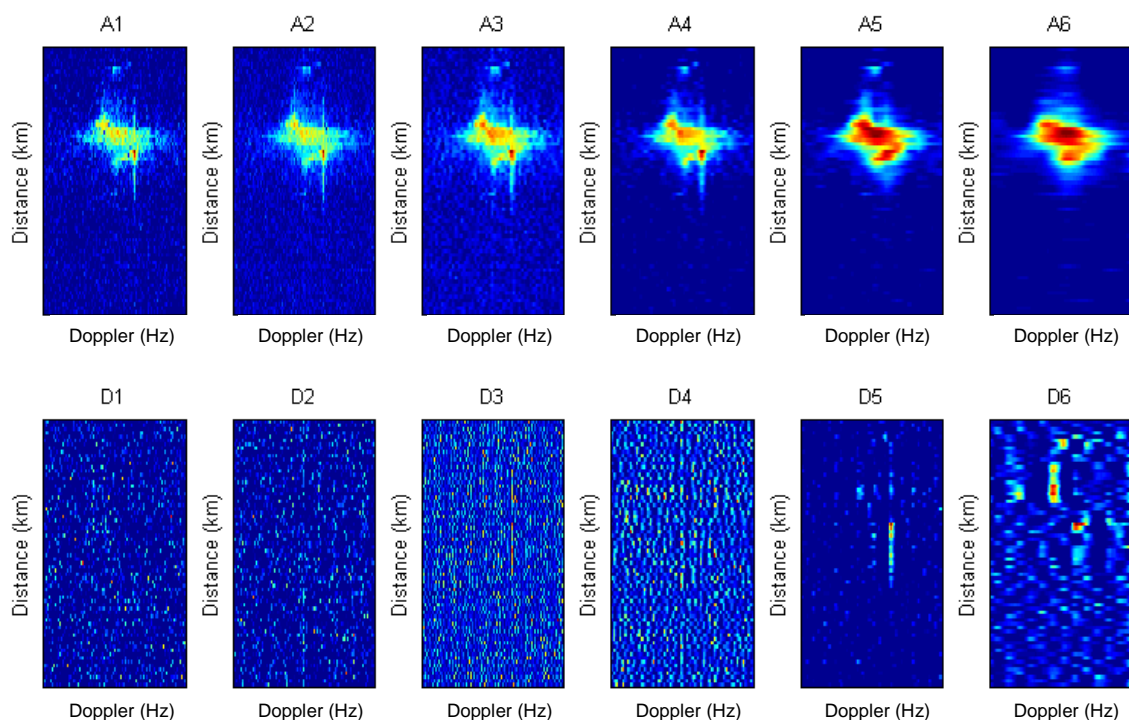


Fig. 115 : Décomposition en ondelettes de l'image test.

où les A_n désignent les approximations à l'échelle $-n$ et les D_n désignent les détails à l'échelle $-n$. Le résultat ci-dessus est obtenu avec une ondelette de Daubechies d'ordre 4 (cf. page 115).

En utilisant les ondelettes de Daubechies d'ordre 4 (notées db^4), il est possible de séparer la cible et le fouillis ionosphérique. À l'échelle 5, l'approximation contient le fouillis et les détails contiennent la cible.

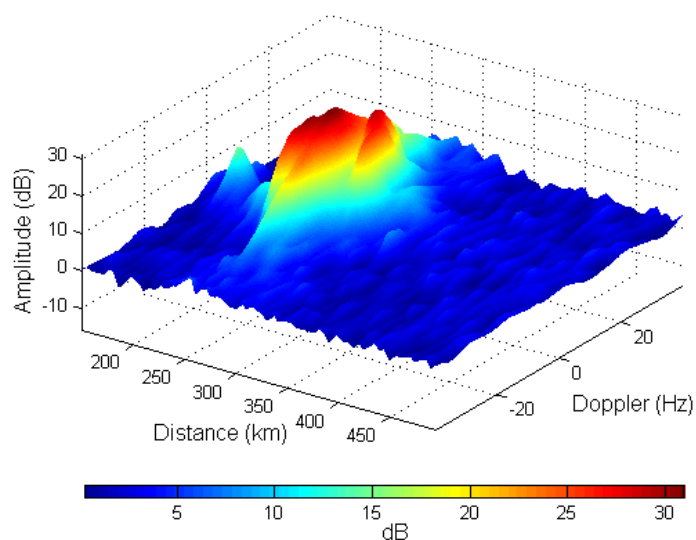


Fig. 116 : Approximation à l'échelle 5.

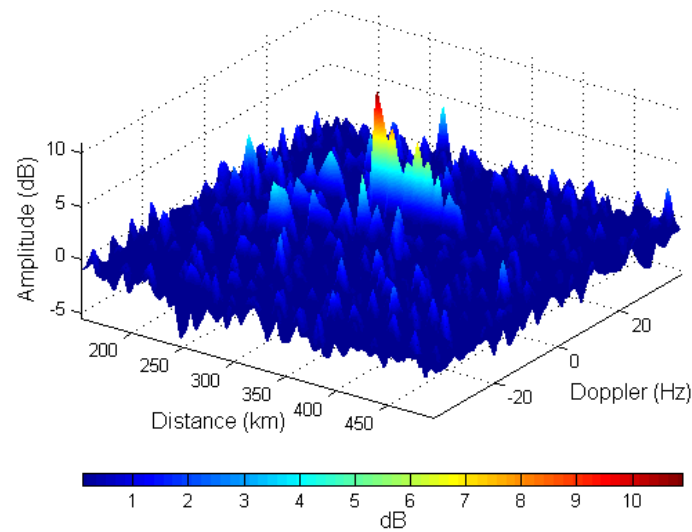


Fig. 117 : Détails à l'échelle 5.

De plus, il semble que la cible reste du côté des détails et le fouillis du côté des approximations.

Notons que, lors de la décomposition, l'amplitude n'est pas conservée. Ainsi, la dynamique des signaux varie, entre 50 dB pour l'approximation à l'échelle 2, et 7 dB pour les détails de l'échelle 6.

- **Signification de la décomposition sous *MATLAB***

MATLAB permet de calculer les coefficients d'ondelettes (ou coefficient de détails) et d'échelles (ou coefficient d'approximation) ; ces informations sont stockées dans une matrice.

Lorsque nous utilisons les fonctions de la *toolbox wavelet* pour accéder aux coefficients, *MATLAB* ne fournit pas les coefficients mais une reconstruction de ces coefficients.

Par exemple, lorsque nous demandons les coefficients d'approximation à l'échelle 2, *MATLAB* effectue une reconstruction en ne prenant en compte que les coefficients d'échelle $s_{-2,k}$: tous les autres coefficients sont mis à zéro (*Fig. 118* et *Fig. 119*).

Les coefficients ne sont accessibles que par une manipulation directe de la matrice de coefficients.

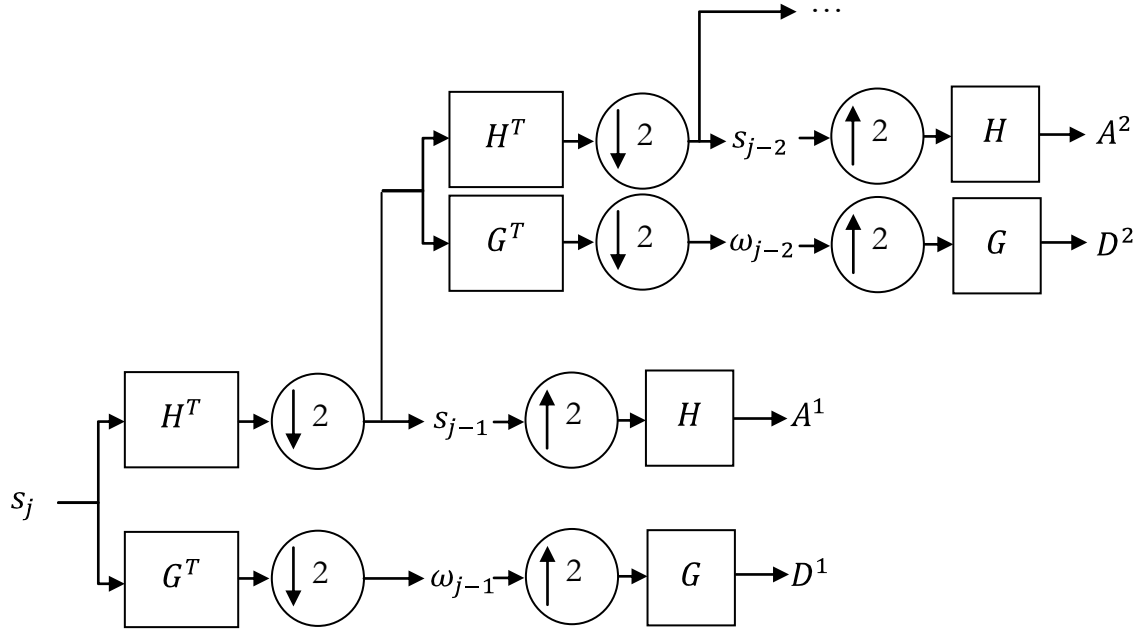


Fig. 118 : Décomposition sous MATLAB.

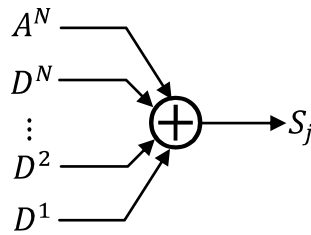


Fig. 119 : Reconstruction sous MATLAB.

Ainsi, nous ne disposons pas réellement des coefficients d'approximation $s_{j,k}$ (notés cA^j) et de détails $\omega_{j,k}$ (notés cD^j), mais plutôt de leur reconstruction A^j et D^j . De plus, reconstruire la totalité du signal, à partir des coefficients $cA^{j_{min}}$ et cD^j , revient à sommer $A^{j_{min}}$ avec les D^j .

Cette approche du logiciel *MATLAB* permet de réduire la reconstruction à une somme, et d'utiliser la multirésolution sans se placer dans l'espace temps-fréquence.

V.1.b Méthode de traitement

L'image radar peut être vue comme une somme d'images contenant plus ou moins de détails.

Notons que l'image radar, en elle-même, ne nous intéresse pas : nous cherchons uniquement à en extraire les cibles.

Toutefois, dans le cas précédent, il n'est pas possible de remplacer l'image radar par D^4 , car il y aurait une perte d'information sur la localisation de la cible : quatre points de décalage en Doppler, étalement en distance (Fig. 120 à Fig. 123).

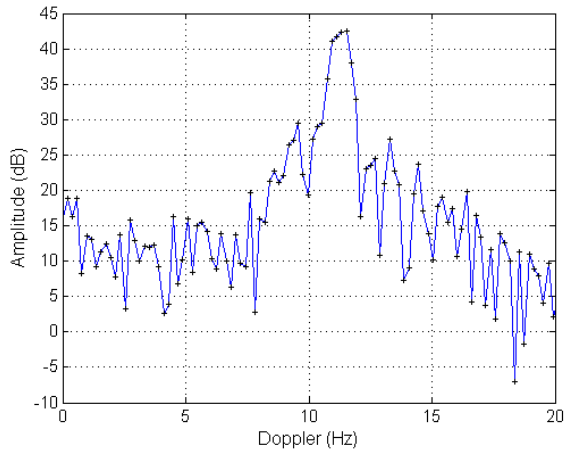


Fig. 120 : Position en Doppler de la cible dans l'image originale.

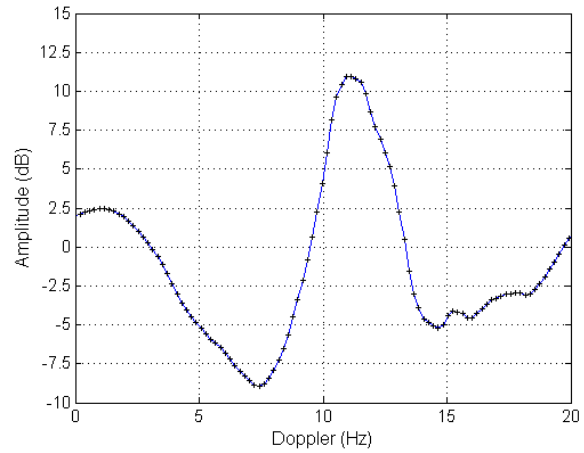


Fig. 121 : Position en Doppler de la cible dans D^5 .

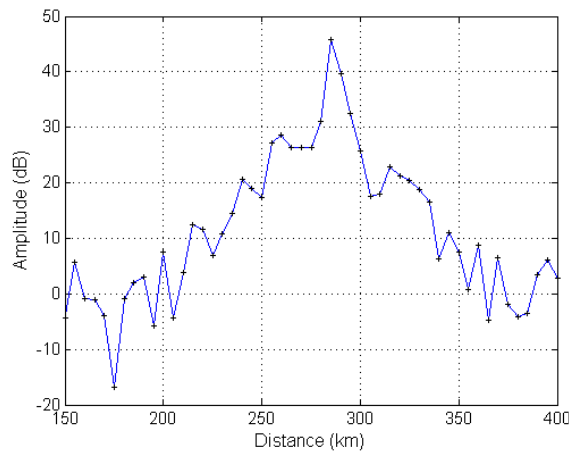


Fig. 122 : Position en distance de la cible dans l'image originale.

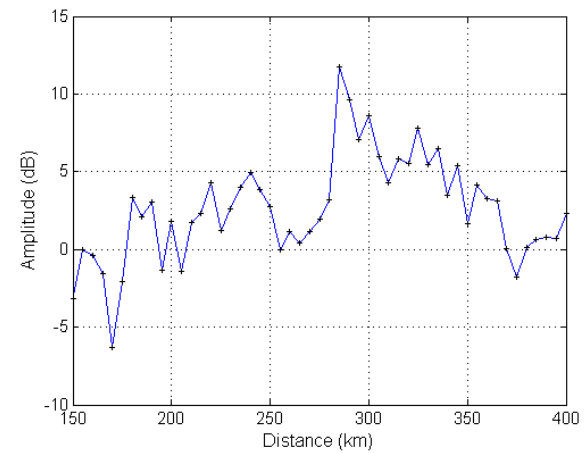


Fig. 123 : Position en distance de la cible dans D^5 .

Ainsi, la reconstruction de l'image radar peut être imparfaite, mais elle doit conserver la précision sur la position des cibles. Pour cette raison, il est préférable de reconstruire l'image en utilisant plusieurs échelles. Mais, dans ce cas, il n'est pas possible d'isoler parfaitement les cibles.

- **Ne pas reconstruire l'image originale**

En cherchant à reconstruire l'image radar, nous nous trouvons dans une impasse.

Nous proposons de construire une image, qui n'est plus à proprement parler l'image radar, mais plutôt une image indiquant la position et l'amplitude relative des cibles. En effet, la nouvelle image ne sera pas une reconstruction (même imparfaite) de l'image radar.

Puisque nous cherchons à conserver la précision sur la position, l'image finale doit contenir une part de l'information de l'image originale. En effet, c'est l'échelle la plus fine. Comme il est possible d'isoler le fouillis, nous pouvons le soustraire de l'image originale :

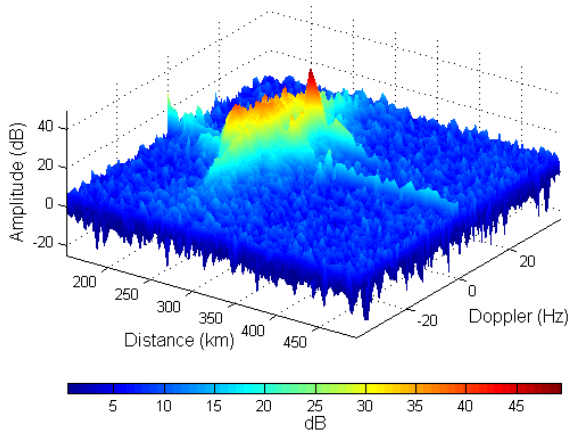


Fig. 124 : Fouillis.

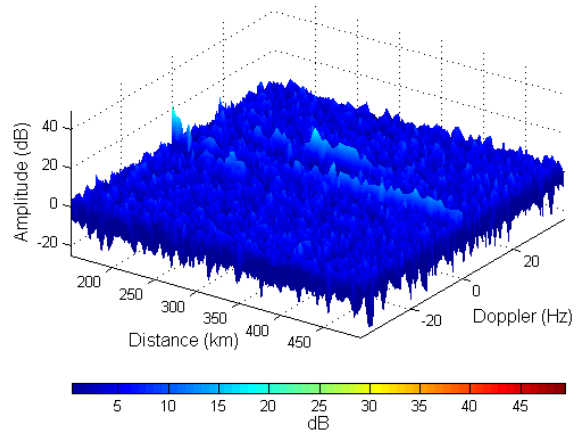


Fig. 125 : Fouillis moins D^5 .

Nous comprenons, avec les figures ci-dessus, que le fouillis « porte » l'information de la cible : soustraire le fouillis détériore la cible tout en conservant sa localisation.

La cible, quant à elle, est isolée dans les détails de la multirésolution. Il est possible d'utiliser cette information pour « porter » la cible à la place du fouillis.

Ainsi, le traitement consiste à :

- décomposer l'image par multirésolution ;
- reconstruire imparfaitement l'image afin d'obtenir une image de précision correcte contenant majoritairement du fouillis ionosphérique ;
- reconstruire imparfaitement l'image afin d'obtenir une image de précision correcte contenant majoritairement les cibles ;
- soustraire l'image contenant majoritairement du fouillis à l'image originale et lui ajouter l'image contenant majoritairement les cibles.

En réalité, il n'y a que deux opérations (une décomposition et une combinaison) puisque les trois dernières opérations se réduisent à une combinaison linéaire de tous les A^j (contrairement à la reconstruction) et des D^j .

Plus théoriquement, l'image radar I_r s'écrit :

$$I_r = \sum_k s_{j_{min},k} \phi_{j_{min},k} + \sum_{j \geq j_{min}} \sum_k \omega_{j,k} \psi_{j,k} \quad \text{Éq. 100}$$

Avec les notations de *MATLAB* I_r devient :

$$I_r = \sum_k cA_k^{j_{min}} \phi_{j_{min},k} + \sum_{j \geq j_{min}} \sum_k cD_k^j \psi_{j,k} \quad \text{Éq. 101}$$

Avec les reconstructions opérées par *MATLAB*, I_r devient :

$$I_r = A^{j_{min}} + \sum_{j=j_{min}}^0 D^j \quad \text{Éq. 102}$$

L'image I'_r que nous proposons s'écrit :

$$I'_r = \sum_{j=j_{min}}^0 \alpha_j A^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_j D^j \quad \text{Éq. 103}$$

V.1.c Résultats sur le fouillis ionosphérique

- Image test avec une décomposition 1-D dans le sens des lignes

En utilisant l'image test et les ondelettes de Daubechies db^4 , il est possible d'obtenir des images ne contenant que la cible (S désigne la donnée originale) :

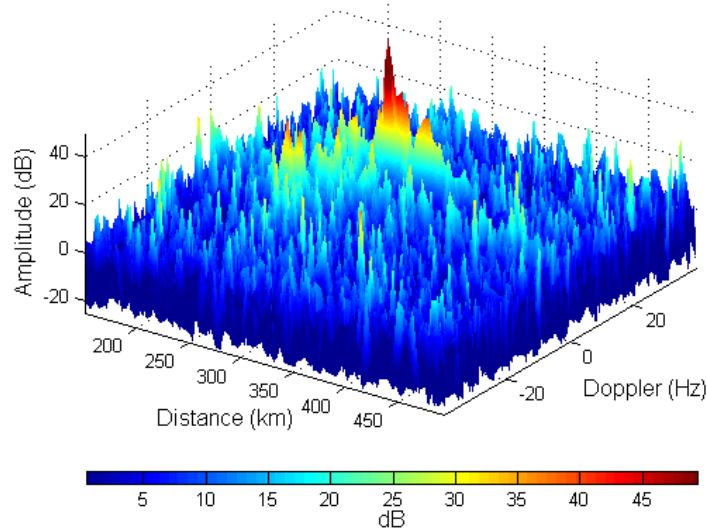


Fig. 126 : Première recombinaison ($S + 0,6A^1 - A^5 - 2D^1 + 2D^2 + 2D^5$).

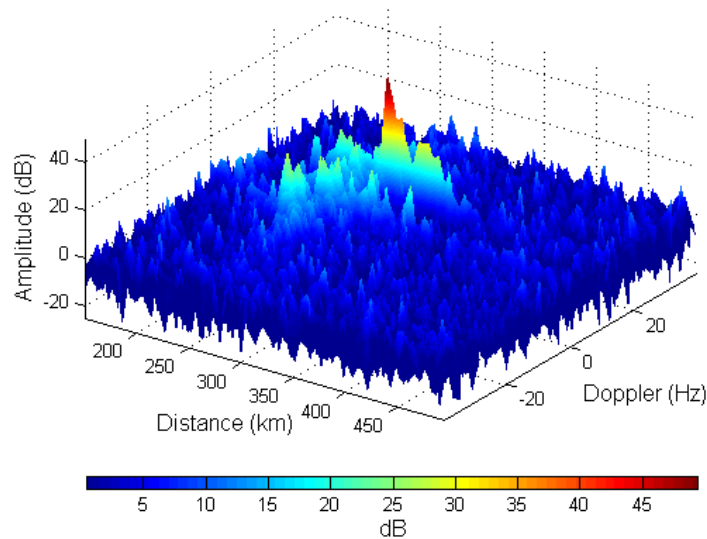


Fig. 127 : Deuxième recombinaison ($1,6A^1 - A^5 - 0,4D^4 + D^5 - 0,4D^6$).

Nous obtenons les amplitudes suivantes pour la cible :

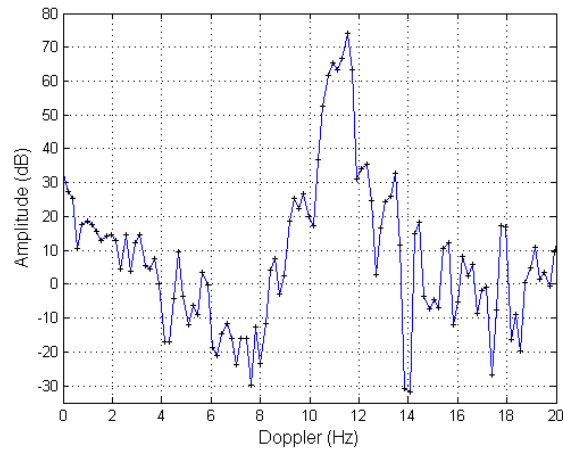


Fig. 128 : Amplitude de la première recombinaison.

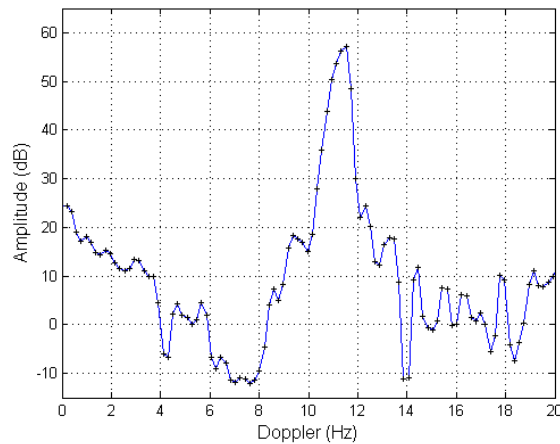


Fig. 129 : Amplitude de la deuxième recombinaison.

Comme nous pouvons le voir (*Fig. 114*, *Fig. 117* et *Fig. 127*) l'utilisation des coefficients α_j et β_j permet d'extraire la cible tout en conservant son amplitude originale. Notons que le choix des coefficients a une forte influence sur l'amplitude du bruit : 30 dB pour la première recombinaison (*Fig. 126*) contre 10 dB pour la seconde (*Fig. 127*).

Les α_j et β_j permettent d'une part de supprimer l'erreur de localisation constatée précédemment (*Fig. 120* et *Fig. 121*), d'autre part, ils permettent d'améliorer le rapport signal à bruit ou RSB (*Fig. 128* et *Fig. 129*). Toutefois, certaines recombinaisons peuvent donner lieu à des erreurs d'interprétation : la première recombinaison laisse penser qu'il y a deux cibles, l'une à 10,9 Hz et l'autre à 11,8 Hz (*Fig. 128*).

- **Image test avec une décomposition 1-D dans le sens des colonnes**

Comme nous pouvons le voir sur la figure suivante, il n'est pas possible de travailler sur les colonnes car la multirésolution ne sépare pas la cible du fouillis :

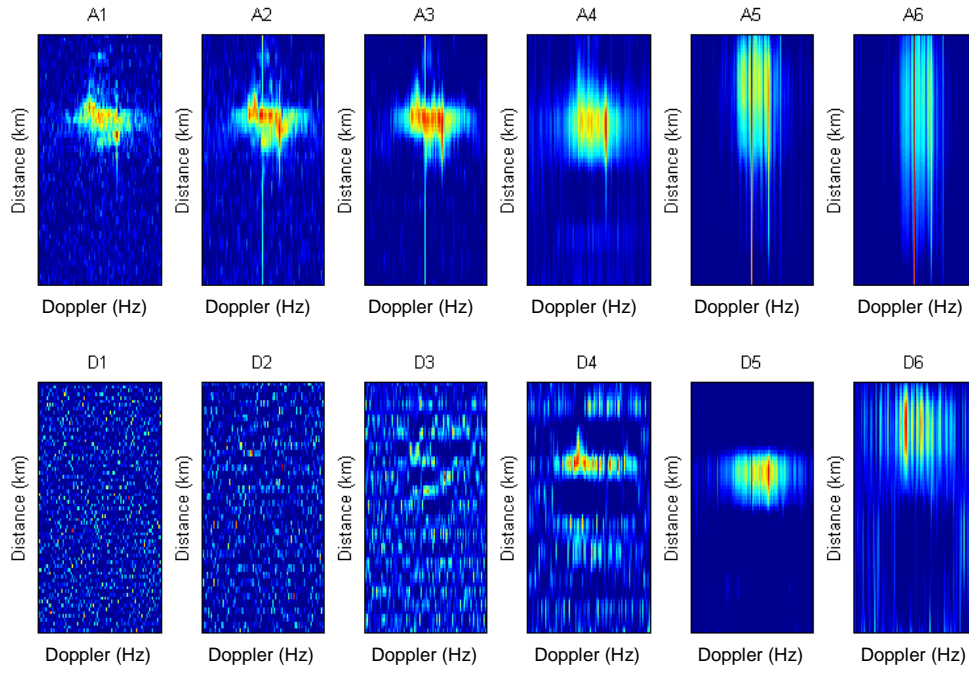


Fig. 130 : Décomposition 1-D dans le sens des colonnes.

• Images avec cibles simulées

Nous simulons maintenant plusieurs cibles dans un signal de fouillis obtenu avec le radar NOSTRADAMUS. La figure 131 contient trois cibles d'amplitudes différentes, deux d'entre elles sont hors du fouillis ([360 km ; -31,06 Hz ; 21 dB] et [190 km ; 30,28 Hz ; 21 dB]) et l'une d'elles est dans le fouillis ([265 km ; 8,2 Hz ; 41 dB]).

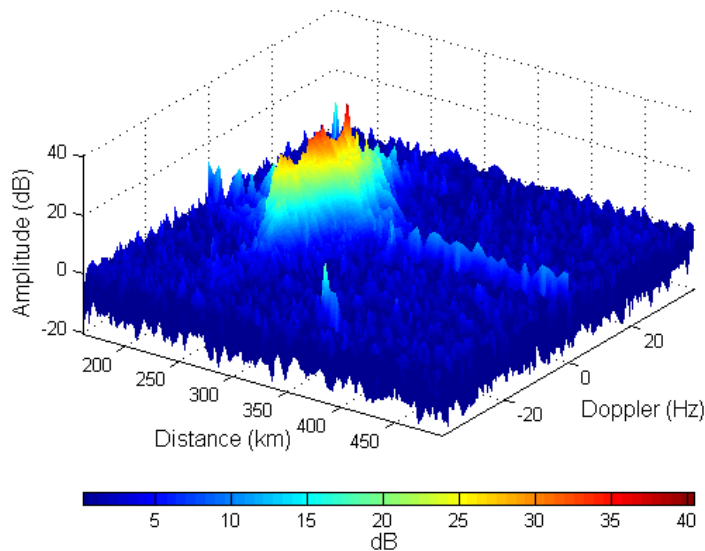


Fig. 131 : Image contenant trois cibles simulées dont une située dans le fouillis.

En utilisant, encore, des ondelettes db^4 et les mêmes α_j et β_j que précédemment, nous obtenons les résultats suivants :

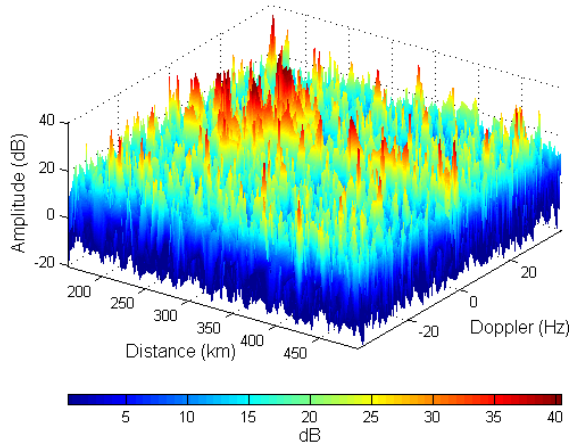


Fig. 132 : Résultat obtenu en utilisant les coefficients de la première recombinaison.

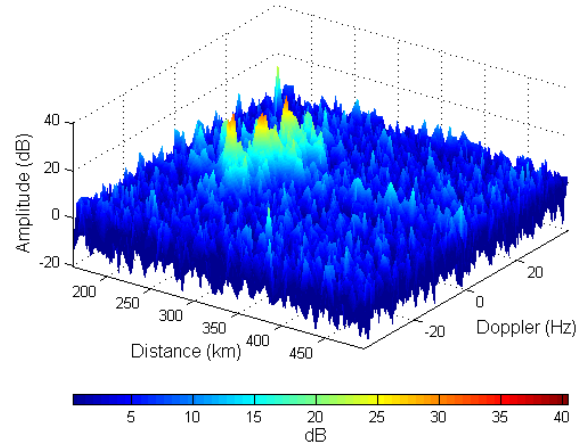


Fig. 133 : Résultat obtenu en utilisant les coefficients de la deuxième recombinaison.

Comme nous pouvons le constater sur les figures ci-dessus, les coefficients obtenus au paragraphe *V.1.c* ne sont plus adaptés puisqu'ils ne permettent pas d'extraire les cibles. Ainsi, il semble que les α_j et β_j doivent être cherchés pour chaque image. De plus, le choix des coefficients est un compromis entre les cibles : les coefficients adaptés aux cibles hors du fouillis ne permettent pas de conserver les cibles se situant dans le fouillis :

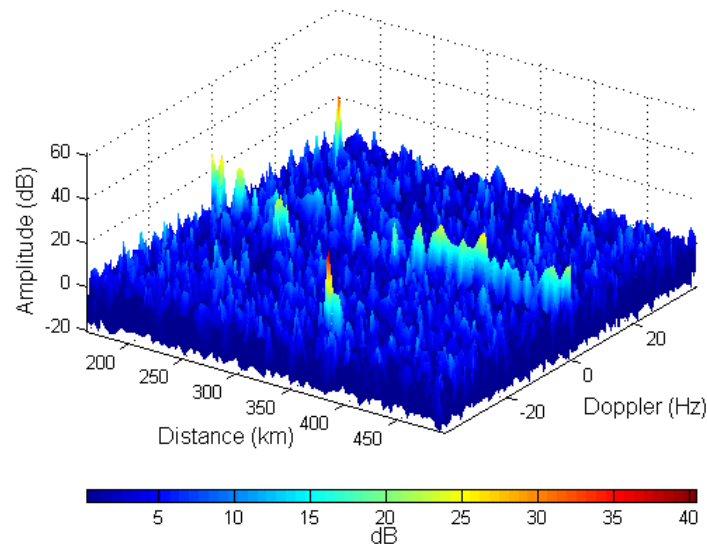


Fig. 134 : Résultat avec coefficients adaptés aux cibles hors du fouillis.

- **Rapport signal à fouillis limite et surface équivalente radar**

La cible située dans le fouillis ionosphérique est supprimée par le traitement sauf si son rapport signal à fouillis (RSF) est supérieur à 10 dB ou 15 dB (selon l'ondelette choisie) :

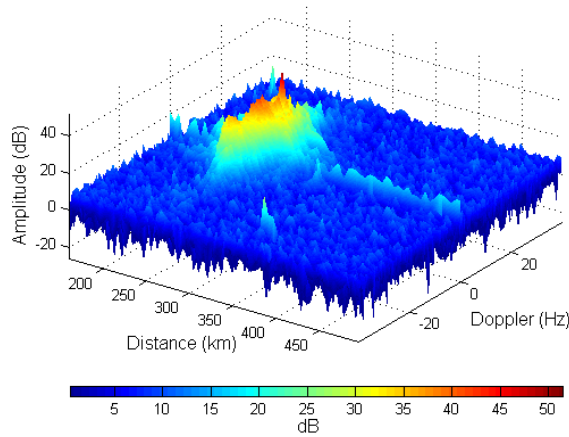


Fig. 135 : Image originale avec RSF de 12dB.

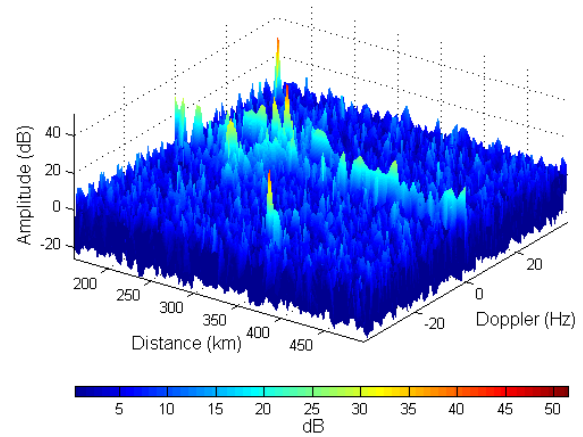


Fig. 136 : Résultat avec l'ondelette de Haar.

Au-dessus de ce seuil, il est possible de conserver les cibles se situant hors fouillis et dans le fouillis.

Notons que la surface équivalente radar (SER) n'est peut-être pas conservée. En effet, les trois cibles dans le signal n'ont pas la même amplitude (*cf.* page 119), mais après traitement les amplitudes sont identiques.

Dans les figures ci-dessus le fouillis se situe 40 dB au-dessus du bruit ; la cible a un rapport signal à fouillis (RSF) de 12 dB. Il existe deux possibilités : soit la cible a une amplitude réelle de 52 dB, soit la cible a une amplitude réelle de 49,5 dB et est « portée » par le fouillis. L'impossibilité de simuler le fouillis ionosphérique (*cf.* deuxième partie), ne nous permet pas de savoir si les cibles sont, ou ne sont pas, « portées » par le fouillis.

- ***Denoising***

Le traitement de l'image radar peut paraître meilleur qu'il ne l'est en réalité : l'objet manipulé est une combinaison linéaire d'images. Pour avoir un bon résultat, il suffit de choisir des α_j et β_j très grands ou nuls. Mais, lorsque l'amplitude du signal augmente, l'amplitude du bruit augmente aussi.

Par exemple, ci-dessous, le gain sur la cible en RSF est de l'ordre de 40 dB (*Fig. 137* et *Fig. 138*) ; l'amplitude du bruit est passée de 20 dB à 40 dB.

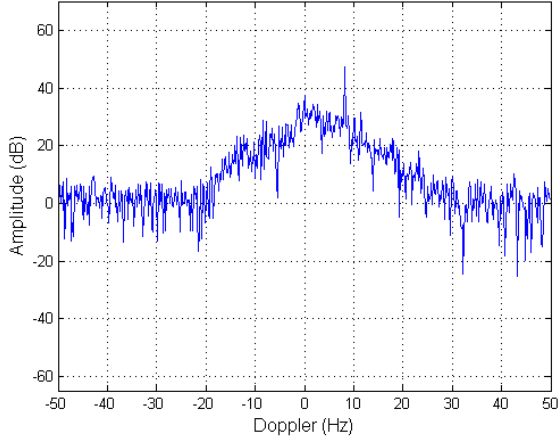


Fig. 137 : Amplitude avant traitement.

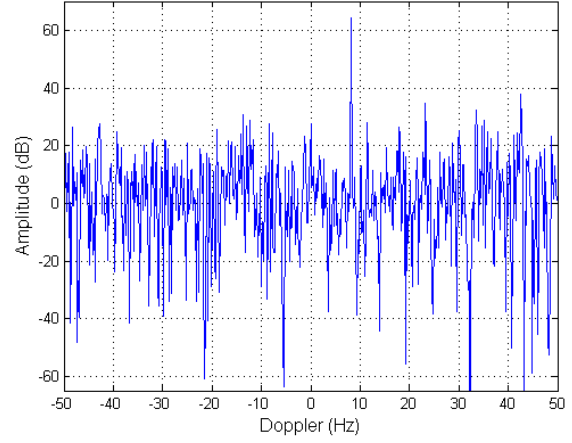


Fig. 138 : Amplitude après traitement ($10S - 10A^6 - 7D^1 - 7D^2 - 6,2D^3 - 6D^4 - 7,6D^5 - 7,6D^6$).

Ce phénomène peut être supprimé à l'aide du *denoising* (111) qui consiste à supprimer le bruit par seuillage des coefficients de la multirésolution.

Cette méthode se justifie par le fait que si les bases $\phi_{j,k}$ et $\psi_{j,k}$ sont correctement choisies, très peu de coefficients de la multirésolution sont non nuls. Ainsi, dans une multirésolution réelle, les coefficients forts contiennent le signal utile alors que les coefficients faibles contiennent du bruit (ou plus précisément ne contiennent pas d'information).

Pour mettre en œuvre le *denoising*, il faut utiliser la matrice contenant les cA^j et les cD^j ; la reconstruction doit être parfaite.

Le *denoising* peut être utilisé pour supprimer le bruit de n'importe quelle image :

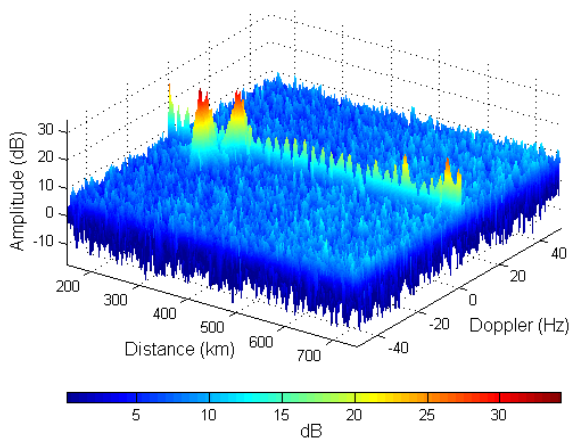


Fig. 139 : Image radar avant *denoising*.

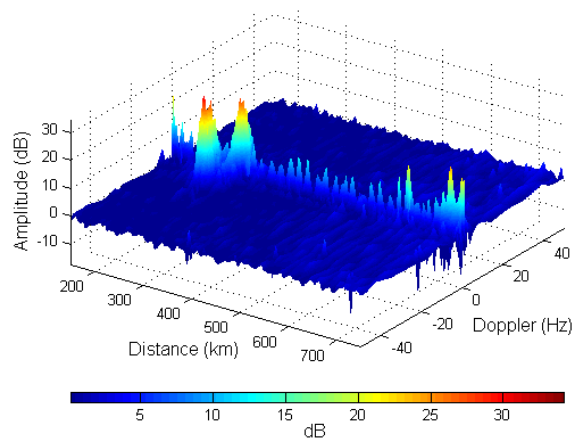


Fig. 140 : Image radar après *denoising* avec une ondelette bi-orthogonale 2.8 (ordre 8 pour le filtre de décomposition et ordre 2 pour le filtre de reconstruction) et un seuillage à 1% de A^5 , 10% de D^5 , 10% de D^4 , 10% de D^3 , 20% de D^2 et 20% de D^1 .

Il permet de réduire l'effet indésirable causé par un choix de grands coefficients α_j ou β_j :

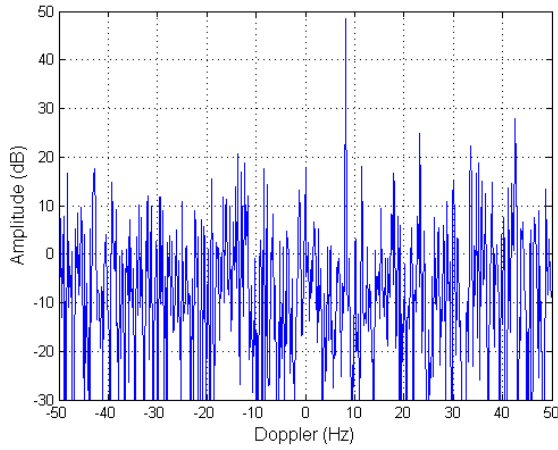


Fig. 141 : Amplitude avant *denoising* (coefficients de l'ordre de 10).

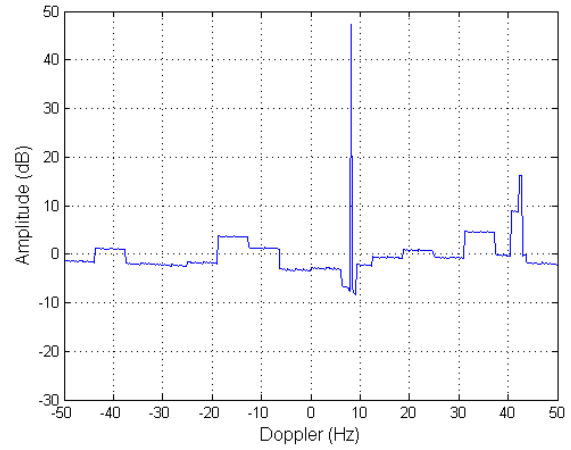


Fig. 142 : Amplitude après *denoising* avec l'ondelette de Haar et un seuillage à 0,1% de A^5 , 0,3% de D^5 , 0,3% de D^4 , 0,3% de D^3 , 0,5% de D^2 et 0,2% de D^1 .

Pour ne pas ajouter une étape supplémentaire au traitement, nous avons essayé d'effectuer le *denoising* en même temps que la reconstruction, en seuillant les A^j et D^j . Les résultats ne sont pas satisfaisants car l'ondelette choisie pour le traitement d'image n'est pas forcément adaptée à l'opération de *denoising*.

Notons que, lors du *denoising*, le choix de l'ondelette influence directement le résultat (Fig. 142). La forme de l'ondelette se retrouve dans le résultat : les créneaux de l'ondelette de Haar sont visibles sur l'information après *denoising*.

L'étape de *denoising* n'est pas obligatoire, mais elle améliore considérablement la lecture des résultats, même lorsque les A^j et D^j ont des valeurs « raisonnables ».

• Choix de l'ondelette

Le choix de l'ondelette mère est assez important en théorie. Cependant, pour le traitement d'image, ce choix ne semble pas déterminant : en utilisant les mêmes coefficients et en faisant varier l'ondelette, nous obtenons des résultats similaires (Fig. 143 à Fig. 146).

Les écarts de performances constatés sur les figures 143 à 146 peuvent être réduits en modifiant les coefficients. Ainsi, pour une image donnée, le choix des coefficients dépend de l'ondelette analysante.

De manière plus pragmatique, le choix de l'ondelette mère, bien qu'elle ne semble pas avoir d'effet sur la qualité du résultat, a une conséquence directe sur la difficulté d'ajuster les α_j et β_j .

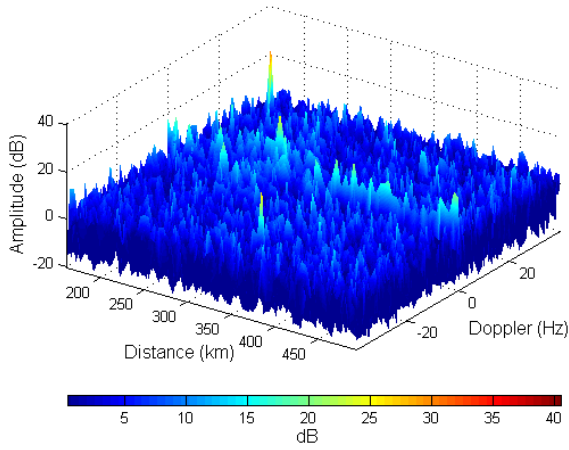


Fig. 143 : Résultat obtenu avec une ondelette Bi-Orthogonale 2.8.

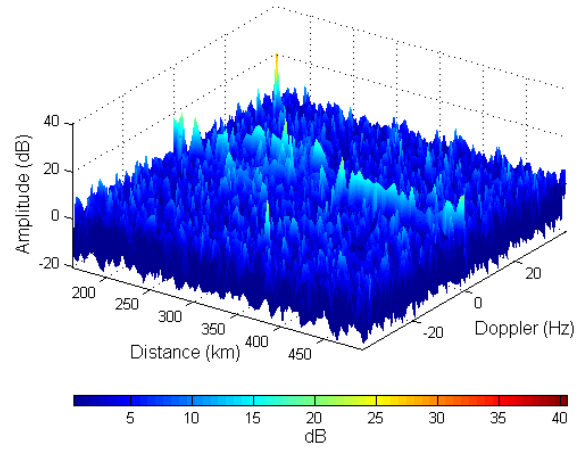


Fig. 144 : Résultat obtenu avec une ondelette Coiflets d'ordre 3.

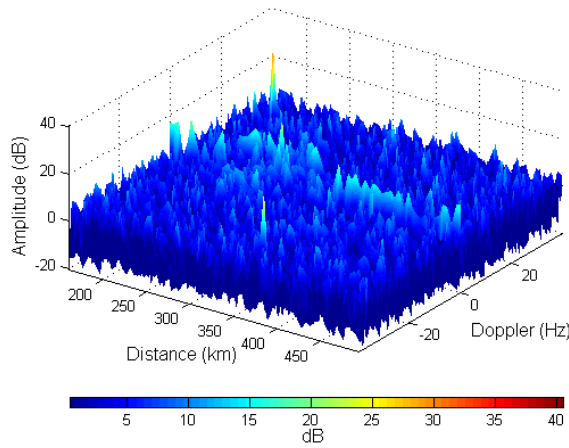


Fig. 145 : Résultat obtenu avec l'ondelette de Meyer numérique.

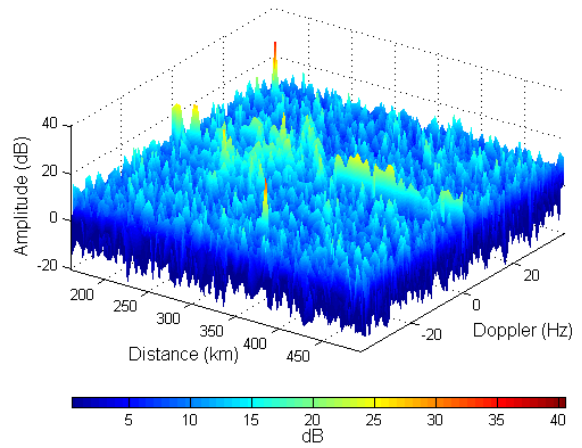


Fig. 146 : Résultat obtenu avec l'ondelette de Haar.

Notons, de plus, qu'il n'est pas possible d'exclure complètement une famille d'ondelettes (Daubechies, Bi-Orthogonale, Reverse Bi-Orthogonal, Coiflets, Symlets, etc.) car l'une des ondelettes de la famille peut donner de mauvais résultats quand une autre ondelette, de la même famille, en donne de bons.

Dans l'exemple suivant, nous utilisons la famille Reverse Bi-Orthogonal. Comme le montre la figure 147, il n'est pas possible de trouver les α_j et β_j pour l'ondelette 3.1 (filtre d'ordre 3 pour la décomposition et filtre d'ordre 1 pour la reconstruction). Par contre (Fig. 148), avec l'ondelette 4.4 (filtre d'ordre 4 pour la décomposition et la reconstruction), nous trouvons des coefficients adéquats.

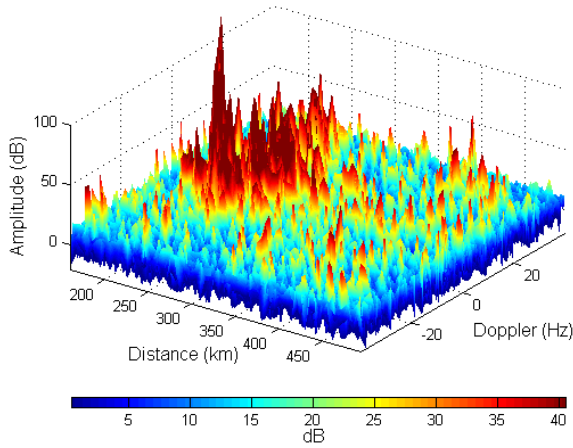


Fig. 147 : Résultat obtenu avec une ondelette Reverse Bi-Orthogonale 3.1 (filtre d'ordre 3 pour la décomposition et filtre d'ordre 1 pour la reconstruction).

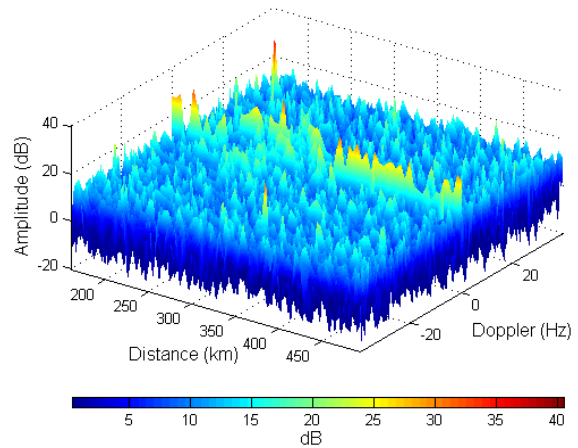


Fig. 148 : Résultat obtenu avec une ondelette Reverse Bi-Orthogonale 4.4.

V.1.d Résultats sur le fouillis de mer

Le résultat obtenu sur la décomposition dans le sens des colonnes (*Fig. 130*) laisse penser que la multirésolution peut permettre d'extraire le fouillis de mer.

Le fouillis de mer, comme le fouillis ionosphérique, a un temps de cohérence faible, ce qui rend difficile son élimination par traitement adaptatif (17) (92). Toutefois, comme le fouillis ionosphérique, son échelle de variation n'est pas identique à celle des cibles : il est présent à plusieurs fréquences Doppler et à toutes les distances.

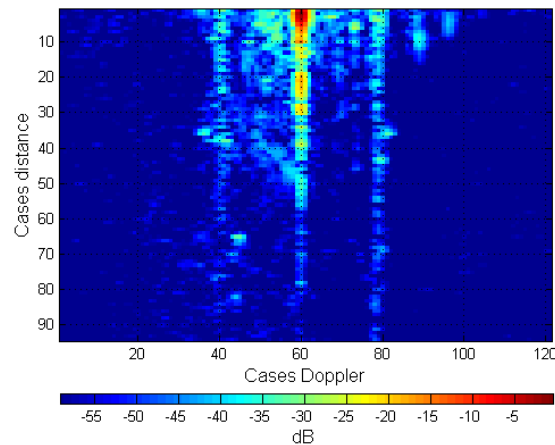


Fig. 149 : Image de fouillis de mer.

Après décomposition, dans le sens des colonnes, nous observons le même type de séparation qu'avec le fouillis ionosphérique :

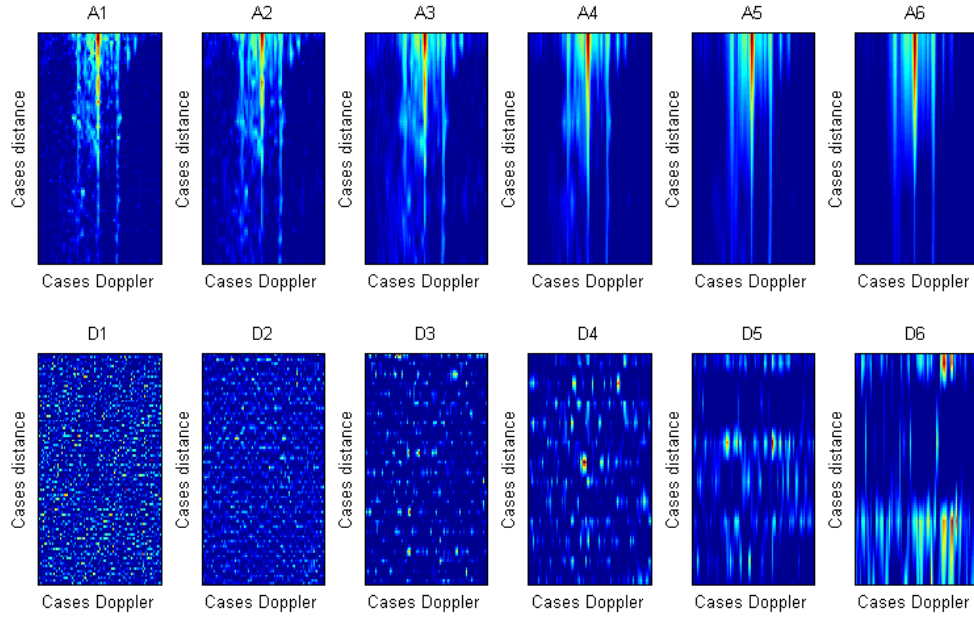


Fig. 150 : Décomposition avec une ondelette Bi-Orthogonale 2.4.

Le calcul des paramètres météorologiques nécessite d'identifier les raies de Bragg dans le spectre de mer (*cf.* première partie), ce qui n'est pas toujours facile avec les données originales. La figure 151.a montre le spectre de mer (ligne de l'image distance-Doppler) obtenue en utilisant la figure 149, le premier ordre de Bragg n'y est pas visible. En utilisant A^4 (Fig. 151.b), le spectre de Bragg apparaît plus clairement.

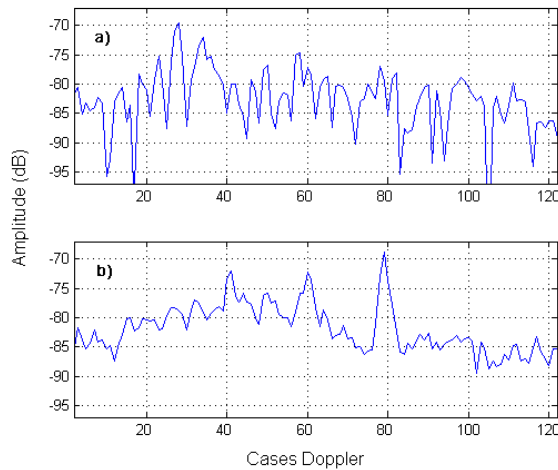


Fig. 151 : Extraction du spectre de mer. (a) spectre original ; (b) spectre de mer extrait avec A^4 .

Nous considérerons que A^4 est une bonne approximation du fouillis. Il est possible de l'utiliser pour calculer les paramètres météorologiques, à l'aide des formules données dans l'état de l'art :

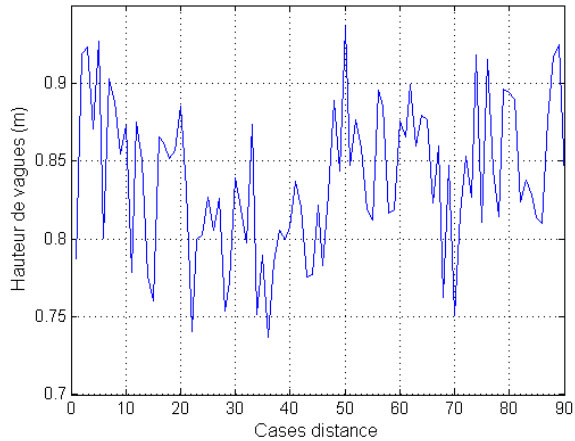


Fig. 152 : Hauteur des vagues calculée avec les données originales.

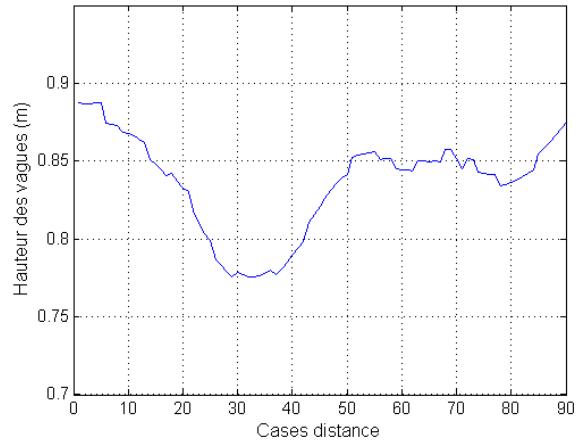


Fig. 153 : Hauteur des vagues calculées avec le spectre extrait à l'approximation d'échelle 4.

La hauteur significative des vagues obtenue avec les données de la figure 149 est fortement bruitée. Ce paramètre calculé avec A^4 est plus lisible. Il est, de plus, tout à fait conforme au résultat obtenu directement avec l'image radar. Ceci signifie que l'extraction du spectre de mer par ondelettes conserve le rapport d'énergie entre le premier ordre et le second ordre (cf. équations 17 et 18).

En utilisant le même traitement que dans la section précédente, il est possible d'augmenter le RSF des cibles proches du fouillis : les cibles potentielles se trouvant sur la figure 154 apparaissent plus clairement sur la figure 155. Notons que le traitement supprime le fouillis de mer et l'écho de terre.

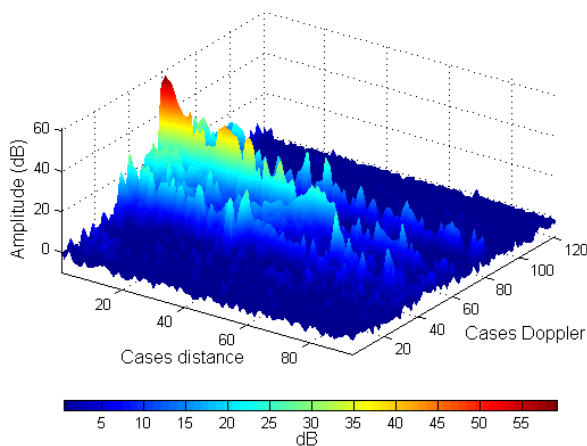


Fig. 154 : Image avant traitement.

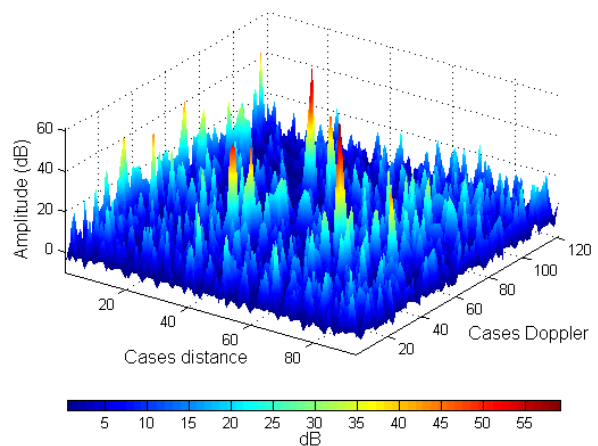


Fig. 155 : Image après traitement.

En ce qui concerne les cibles se trouvant dans le fouillis, nous ne pouvons que supposer que la limitation à un RSF de 10 dB à 15 dB reste valable. Nous n'avons pas pu travailler sur des signaux réels, ce qui aurait permis de simuler des cibles.

Notons, finalement, que les ondelettes Bi-Orthogonales semblent donner de meilleurs résultats sur le fouillis de mer.

V.2 Ondelettes 1-D et traitement du signal radar

La limitation du traitement de l'image radar concernant le RSF des cibles vient peut-être du fait que l'image radar est déjà trop traitée. En utilisant le signal complexe original ou le signal complexe en partie traité (traitement Doppler seul ou traitement distance seul), nous espérons obtenir de meilleurs résultats.

Le premier obstacle à cette idée est la définition de la multirésolution : elle est définie dans \mathbb{R} et non dans \mathbb{C} .

V.2.a Multirésolution dans \mathbb{C}

L'article (105) propose plusieurs solutions pour surmonter ce problème. Toutefois, *MATLAB* calcule des multirésolutions sur des complexes. Sans préjuger de l'algorithme utilisé par *MATLAB*, nous avons vérifié (Fig. 156 à Fig. 159) que la combinaison d'une multirésolution sur la partie réelle du signal et d'une multirésolution sur la partie imaginaire du signal est identique à la multirésolution sur le signal complexe.

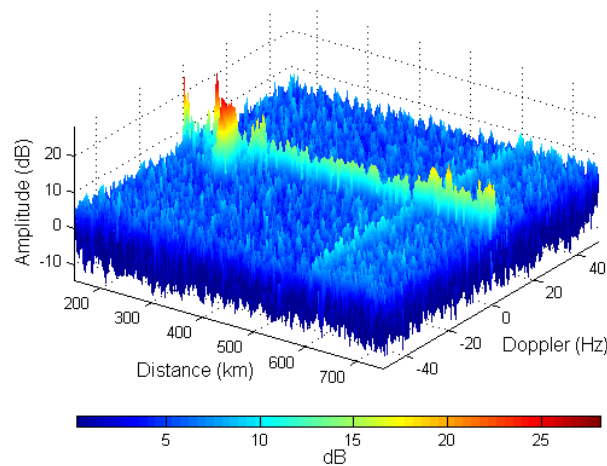


Fig. 156 : Décomposition puis reconstruction sur le signal complexe.

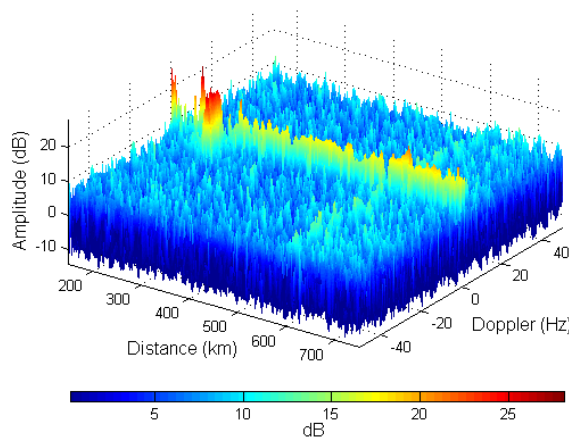


Fig. 157 : Décomposition et reconstruction de la partie réelle.

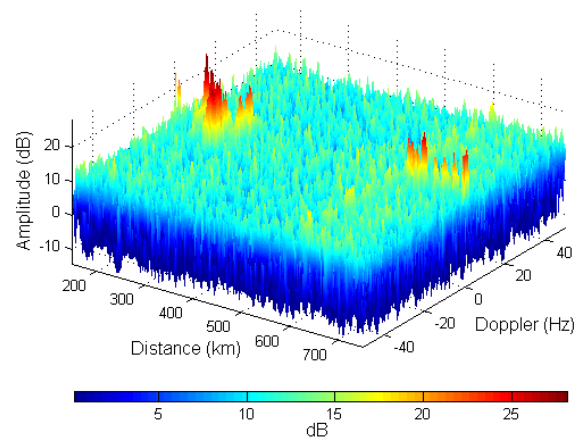


Fig. 158 : Décomposition et reconstruction de la partie imaginaire.

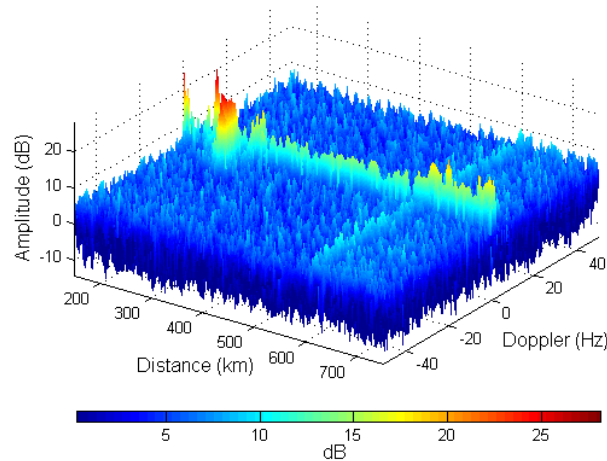


Fig. 159 : Recombinaison de la partie réelle et de la partie imaginaire.

Il est donc possible d'utiliser, sans perte d'information, la *toolbox wavelet* sur des réels ou sur des complexes.

Notons que ce calcul a aussi été fait en combinant les A^j et les D^j obtenus avec les parties réelle et imaginaire du signal. Les résultats obtenus sont identiques.

V.2.b Les signaux disponibles

Le signal original de l'image de test peut se décliner en six représentations : temps-réurrences (Fig. 160), temps-Doppler (Fig. 161), distances-réurrences (Fig. 162), distances-Doppler (Fig. 163), fréquences-réurrences (Fig. 164) et fréquences-Doppler (Fig. 165).

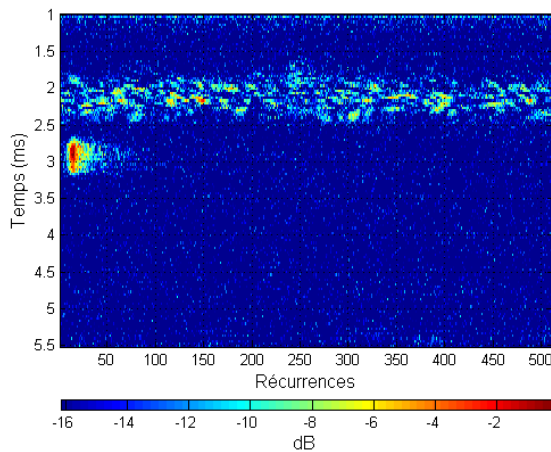


Fig. 160 : Temps-réurrences.

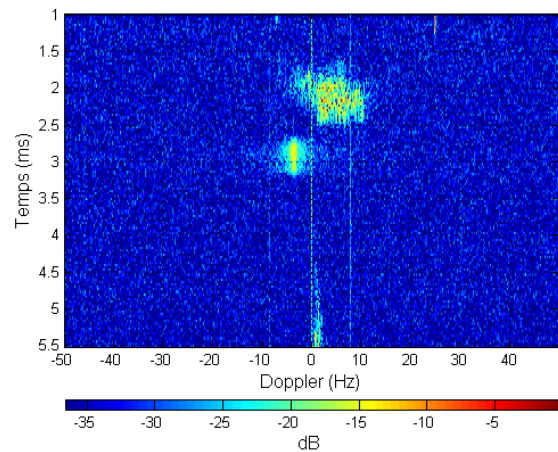


Fig. 161 : Temps-Doppler.

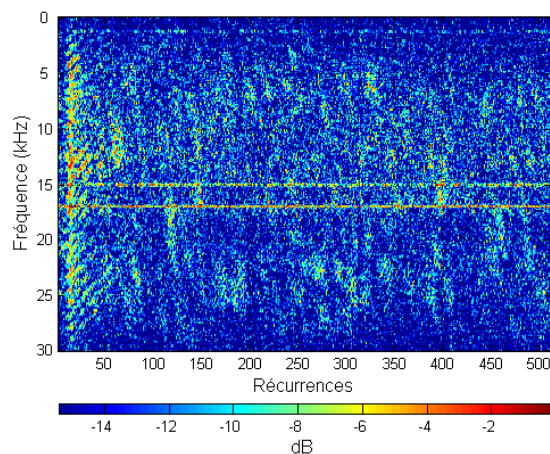


Fig. 162 : Fréquences-réurrences.

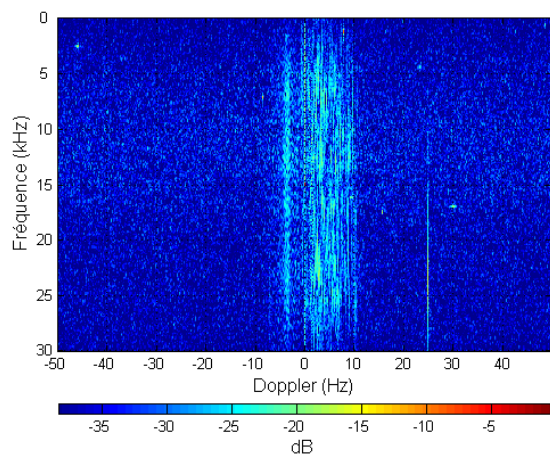


Fig. 163 : Fréquences-Doppler.

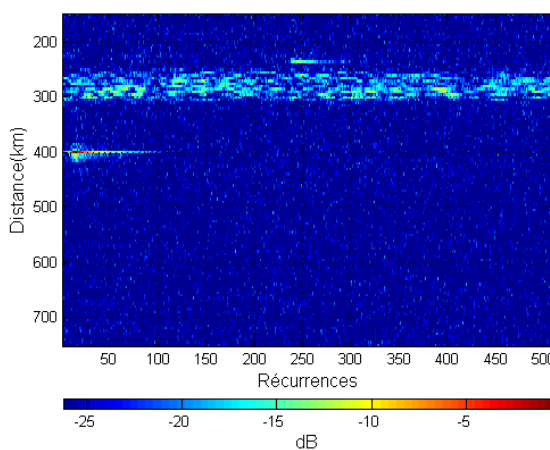


Fig. 164 : Distances-réurrences.

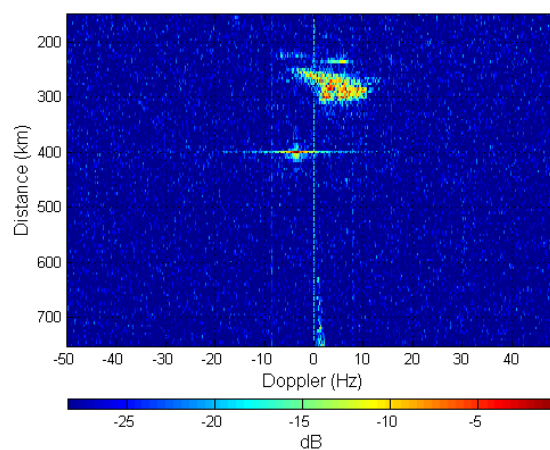


Fig. 165 : Distances-Doppler.

V.2.c Premier traitement

Nous proposons, pour commencer, d'utiliser la même démarche que précédemment (*cf.* page 120).

- **Résultats**

Bien que cela n'apparaisse pas lors de la décomposition (*Fig. 166*), la multirésolution découpe le signal en fréquence (*Fig. 167*), ce qui ne surprend pas vraiment puisque c'est sa définition. En effet, nous avons établi (*cf.* page 112) qu'une multirésolution est une succession d'opérations de filtrage.

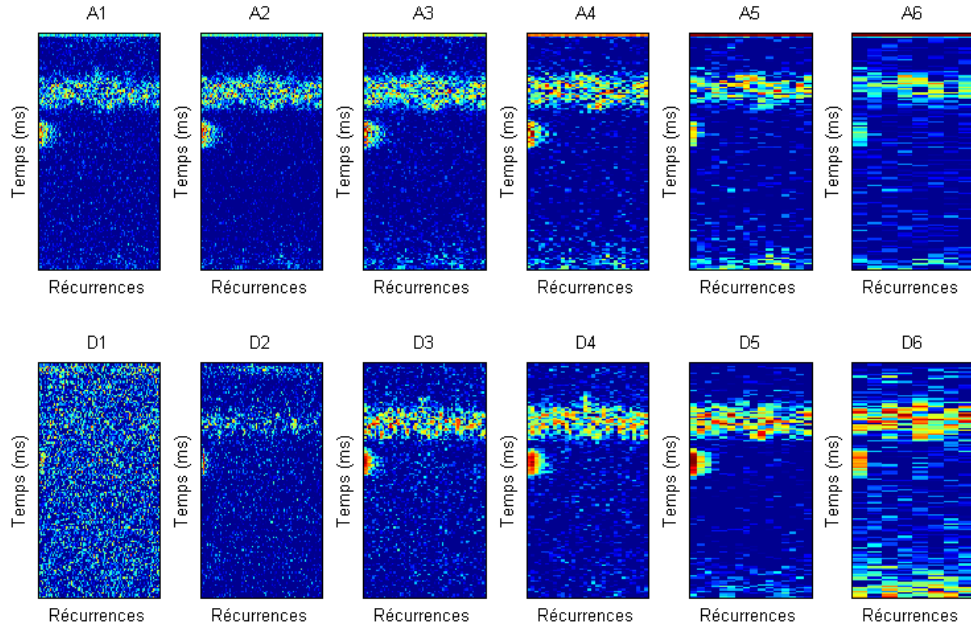


Fig. 166 : Décomposition en représentation temps-récurrance avec l'ondelette de Haar.

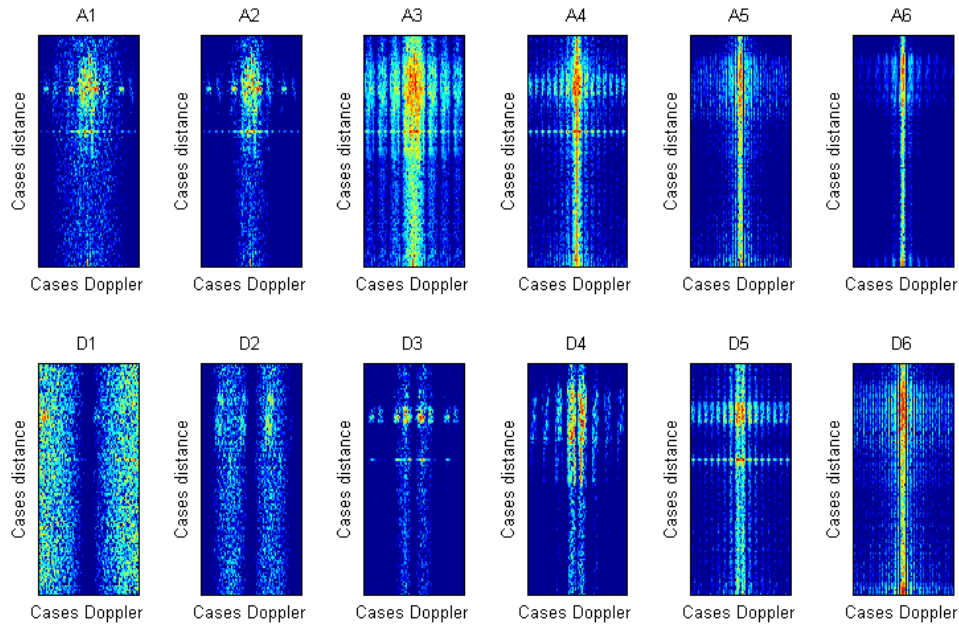


Fig. 167 : Représentation distance-Doppler des A^j et des D^j .

Il n'est pas possible d'effectuer le traitement proposé lorsque le traitement radar utilise une transformée de Fourier. Par contre, il est possible de travailler sur les lignes de la représentation fréquences-Doppler : le traitement en distance utilise directement l'information fréquentielle.

Le résultat, obtenu sur un signal de fouillis contenant une cible simulée, est une amélioration du RSF. Le fouillis ionosphérique reste présent.

Nous plaçons une cible à trois endroits différents dans le fouillis en gardant la même amplitude (260 km en distance ; 4,3 Hz, -0,69 Hz et -5,25 Hz en Doppler). Ainsi, le RSF global est identique mais localement la cible est entre 8 dB et 5 dB au dessus des maximums de fouillis.

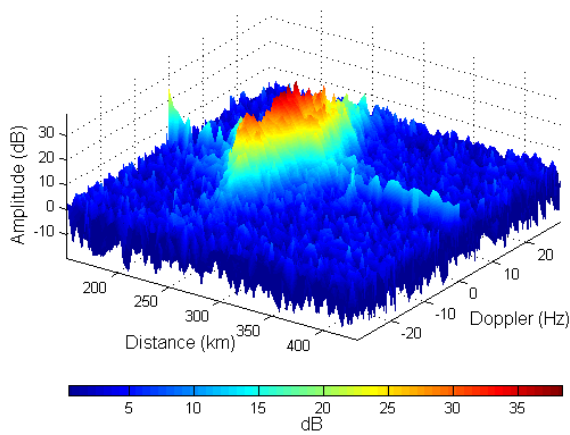


Fig. 168 : Fouillis avec cible simulée en position 1.

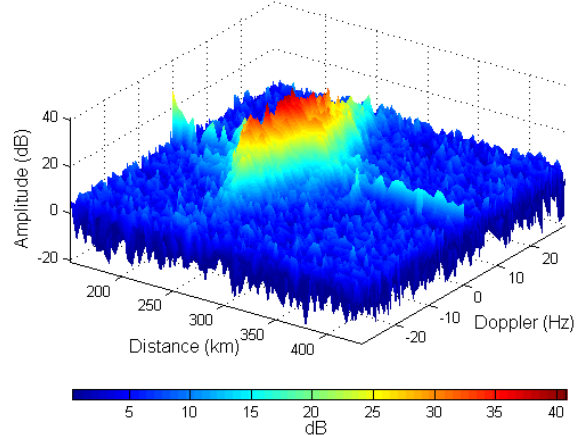


Fig. 169 : Fouillis avec cible simulée en position 2.

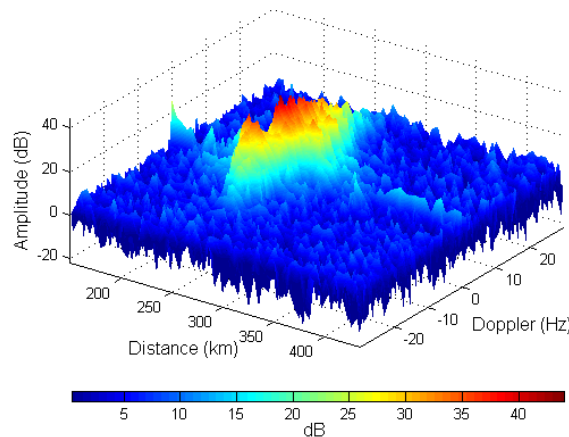


Fig. 170 : Fouillis avec cible simulée en position 3.

Les résultats sont obtenus avec l'ondelette de Haar en utilisant les mêmes coefficients : $2A^1 + A^2 - 0,8D^1 - D^2 + D^3 + 2D^4 - D^5 + 0,8S$.

Le traitement proposé améliore le rapport signal à fouillis initial (gain de l'ordre de 10 dB) sans toutefois supprimer le fouillis (Fig. 171 à Fig. 173).

Notons que lorsque les trois cibles sont présentes simultanément il n'est plus possible d'utiliser les coefficients proposés et que le gain en RSF est plus difficile à obtenir.

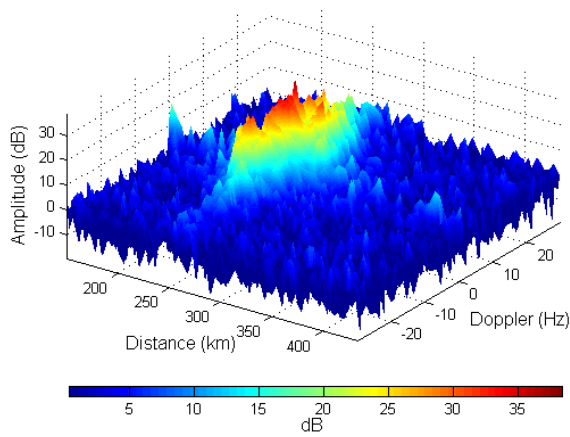


Fig. 171 : Résultat pour la position 1.

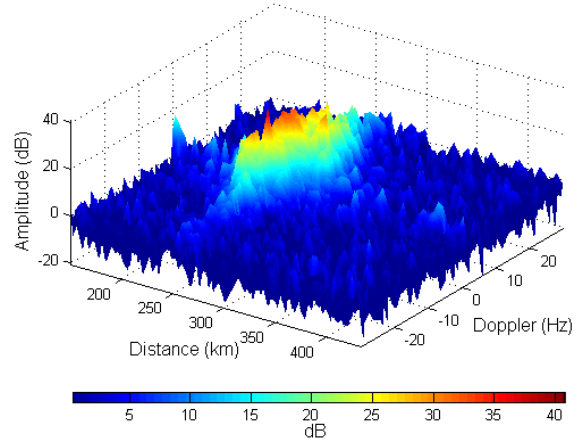


Fig. 172 : Résultat pour la position 2.

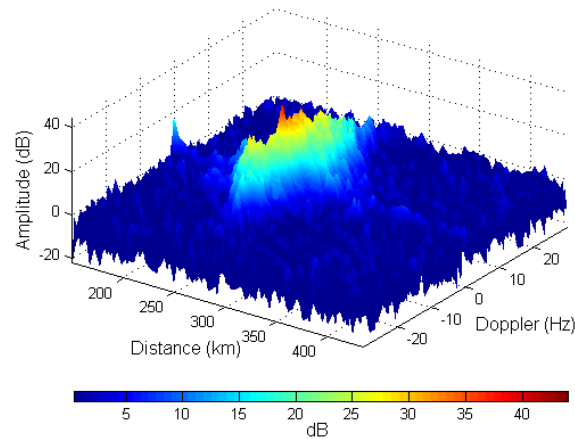


Fig. 173 : Résultat pour la position 3.

Nous avons constaté que l'amélioration du RSF sur le signal final est obtenue lorsque le RSF initial est de l'ordre de 5 dB à 8 dB. C'est un seuil plus faible que celui du traitement d'image (10 dB à 15 dB).

Notons que pour pouvoir utiliser les mêmes coefficients pour les trois positions, nous avons placé la cible à la même position relative de l'espace échelles positions :

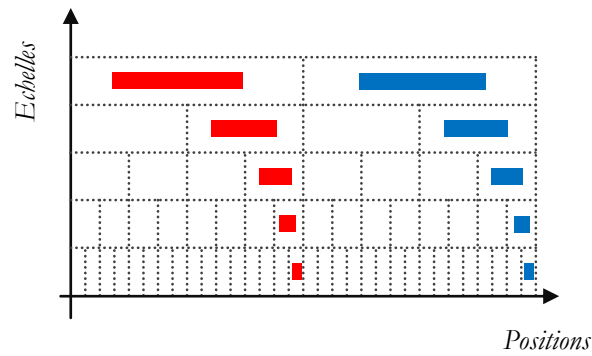


Fig. 174 : Position relative de la cible, position 1 en rouge et position 2 en bleu.

Ainsi les cibles ont la même « configuration » dans l'espace d'ondelettes, mais cette « configuration » est décalée en position (Fig. 174). Comme nous allons jusqu'à D^5 pour la reconstruction, la cible doit être décalée de 16 cases, soit 3,6 Hz en Doppler (le traitement est effectué dans le sens des Doppler).

V.2.d Traitement proposé

Le traitement du signal seul ne permet pas de supprimer le fouillis ionosphérique ; toutefois, il donne à la cible le RSF suffisant pour qu'elle ne soit pas éliminée lors d'un traitement d'image.

Nous proposons d'associer ces deux traitements. Le schéma bloc du nouveau traitement est le suivant :

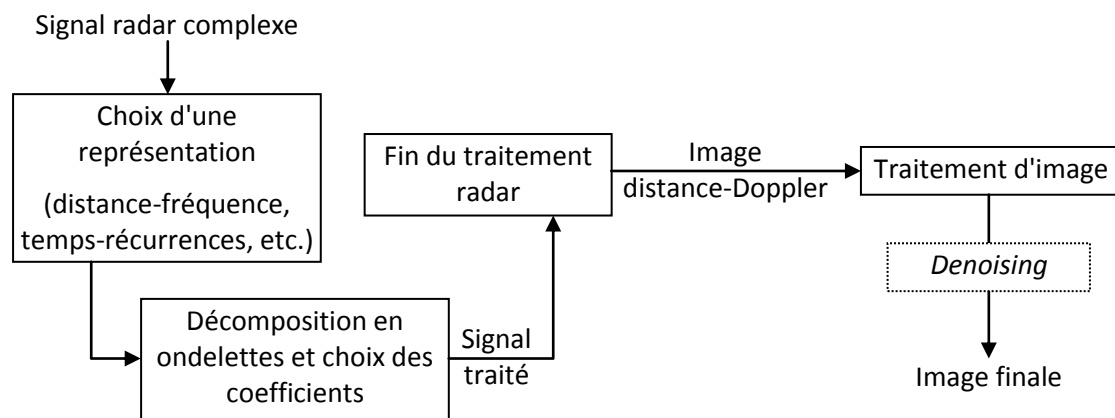


Fig. 175 : Schéma bloc du traitement du signal

• Résultats

Comme le montre les figures 176 à 178 (signal de fouillis avec trois cibles simulées dont une dans le fouillis), nous arrivons à supprimer le fouillis ionosphérique. Les cibles

hors du fouillis se situent en [360 km ; -30,8 Hz] et [500 km ; 20.8 Hz] la dernière cible est placée en [260 km ; -3,9 Hz]

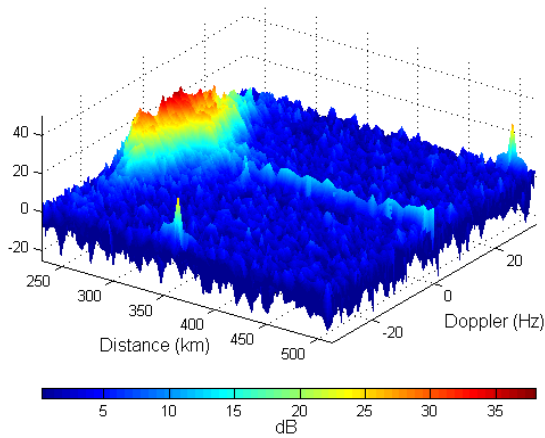


Fig. 176 : Signal original avec 3 cibles simulées dont une dans le fouillis.

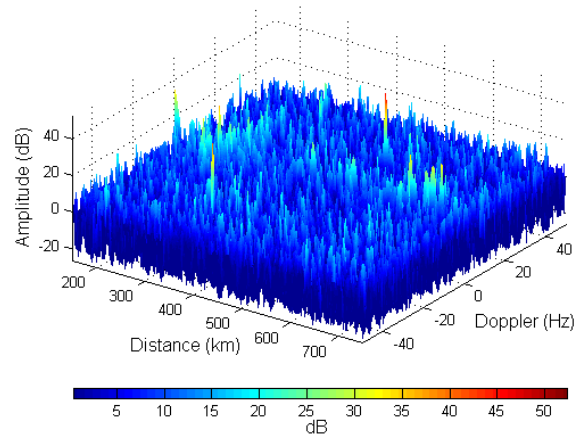


Fig. 177 : Résultat du traitement.

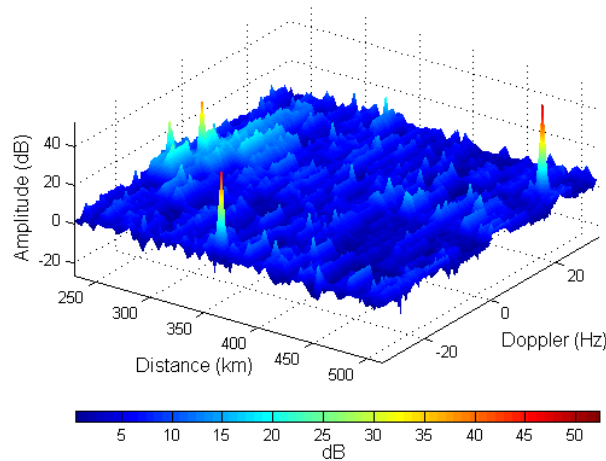


Fig. 178 : Résultat après *denoising*.

Le RSF limite pour que le traitement fonctionne est imposé par le traitement du signal ; il est de 5 dB à 8 dB.

Notons que nous effectuons presque systématiquement une étape de *denoising*, car elle améliore le résultat et est simple à mettre en œuvre. En effet, avec une ondelette de Haar nous obtenons des résultats satisfaisants avec une décomposition à l'échelle deux et un seuillage fixe de 10% sur D^2 et D^1 .

- **Erreurs de localisation**

Le résultat obtenu peut contenir des erreurs sur la localisation (Fig. 179). Cette erreur provient du traitement du signal : la construction du signal final est très sensible et, un mauvais choix des α_j et des β_j , peut entraîner un décalage de la cible.

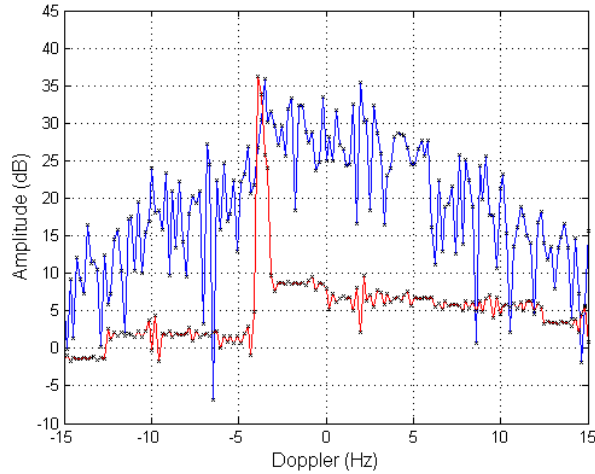


Fig. 179 : Amplitude des signaux, signal original en bleu et final en rouge.

V.3 Ondelette 2-D

Les ondelettes 2-D offrent un degré de liberté supplémentaire pour le traitement. Nous espérons que, ce degré de liberté permette de supprimer l'erreur de localisation due à la sensibilité des coefficients α_j et β_j .

La multirésolution 2-D fournit une information, sur les échelles de variation et sur la direction des variations à l'intérieur de la matrice signal.

V.3.a Principe

MATLAB utilise la technique des ondelettes séparables pour mettre en œuvre la multirésolution 2-D. La technique 1-D est appliquée, successivement, sur les lignes et sur les colonnes :

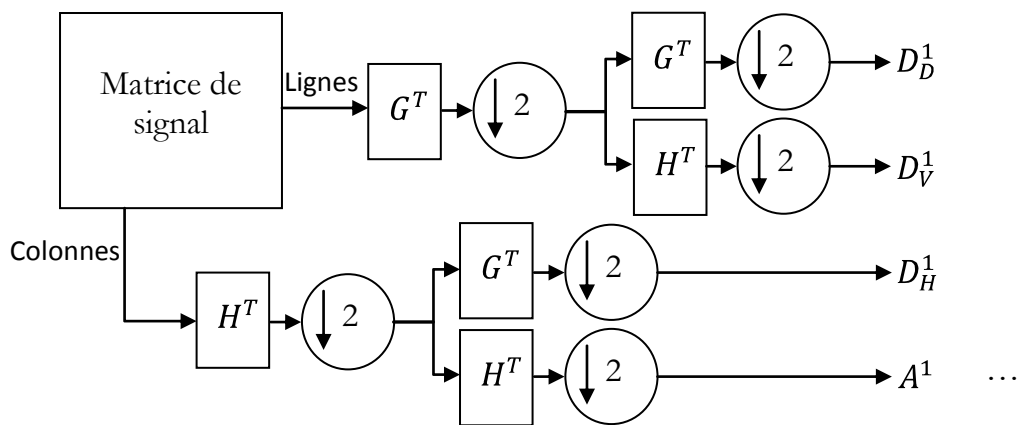


Fig. 180 : Banc de filtres 2-D.

Nous disposons alors de trois directions de variation : la direction verticale (D_V^j), la direction horizontale (D_H^j) et la direction diagonale (D_D^j).

La reconstruction parfaite du signal S est donnée par :

$$S = A^{j_{min}} + \sum_{j=j_{min}}^0 D_V^j + \sum_{j=j_{min}}^0 D_H^j + \sum_{j=j_{min}}^0 D_D^j \quad \text{Éq. 104}$$

La technique séparable peut se répéter plusieurs fois afin d'obtenir plus de directions (105) (107). Compte tenu des données à traiter (*Fig. 160 à Fig. 165*), les trois directions initiales sont suffisantes.

V.3.b Traitement envisagé

Nous espérons que la même logique de traitement soit toujours efficace dans le cas 2-D. Il s'agit, d'utiliser tous les niveaux de détails et d'approximation, afin d'obtenir des combinaisons linéaires de signaux (ou d'images) contenant plutôt du fouillis ou plutôt des cibles :

$$S' = \sum_{j=j_{min}}^0 \alpha^j A^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_V^j D_V^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_H^j D_H^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_D^j D_D^j \quad \text{Éq. 105}$$

De manière intuitive, nous pensons que si la représentation de départ est en récurrences-distance, il faudra privilégier D_H^j , inversement si la représentation de départ est en fréquences-Doppler, il faudra privilégier D_V^j .

Ainsi, nous cherchons S' sous la forme : $S' = \sum_{j=j_{min}}^0 \alpha^j A^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_V^j D_V^j$ ou $S' = \sum_{j=j_{min}}^0 \alpha^j A^j + \sum_{j=j_{min}}^0 \beta_H^j D_H^j$.

V.3.c Résultats

• Traitement de l'image

La décomposition 2-D de l'image distance-Doppler (nous utilisons l'image test) ne semble pas pouvoir se prêter au traitement proposé ; elle ne sépare pas clairement le fouillis de la cible (*Fig. 181*).

En effet, l'orientation de la décomposition apparaît clairement à partir de H^3 (détails horizontaux), V^3 (détails verticaux) et D^3 (détails diagonaux). Cependant aucune des approximations et aucun des détails ne contient uniquement la cible ou uniquement le fouillis.

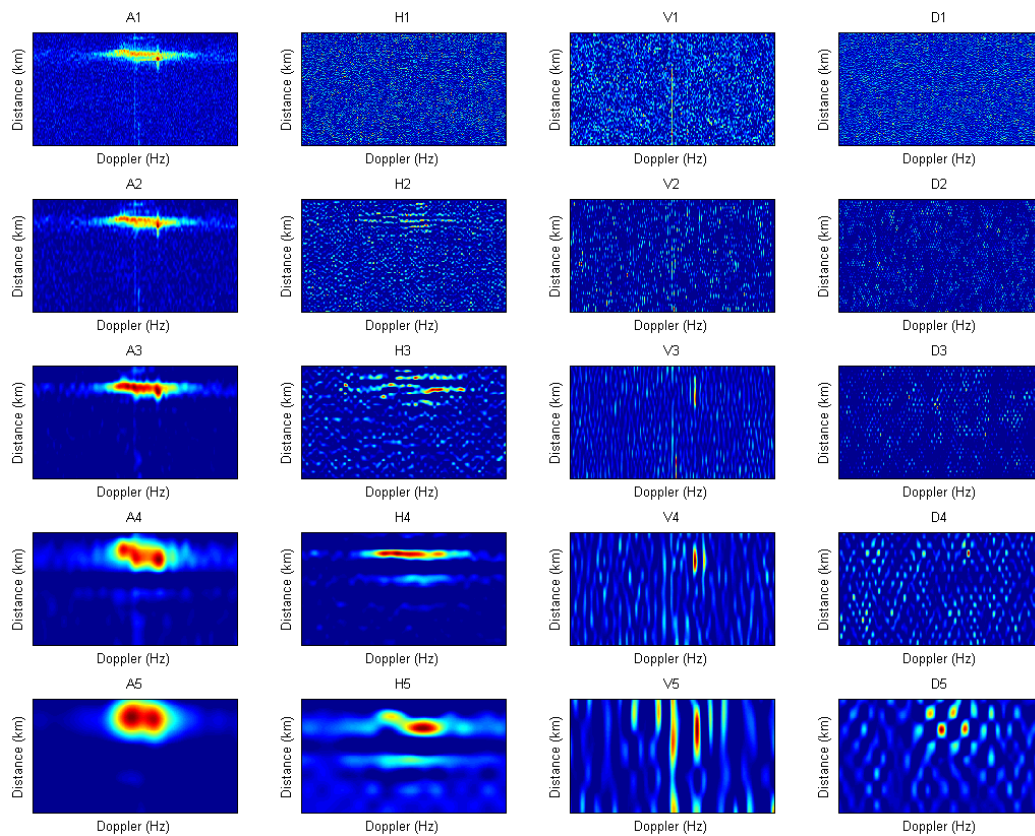


Fig. 181 : Décomposition 2-D de l'image.

- **Traitement du signal**

Nous nous sommes longuement interrogés sur la variabilité des résultats obtenus en 2-D en fonction de la position de la cible.

En fait, il n'est pas possible de traiter les données radar en 2-D car nous observons, dans les deux dimensions, le même découpage qu'en 1-D (*Fig. 167*) :

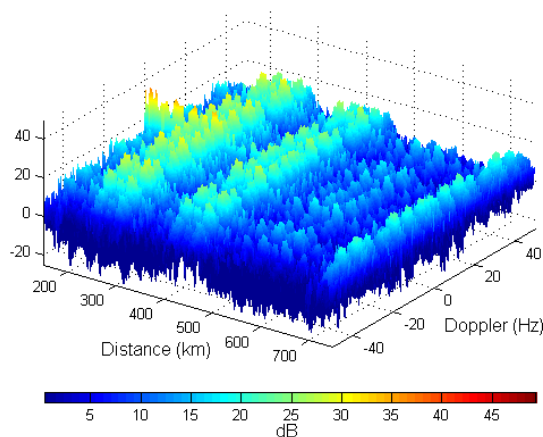


Fig. 182 : Image distance-Doppler de V^3 obtenue avec une ondelette Bi-Orthogonale 1.3.

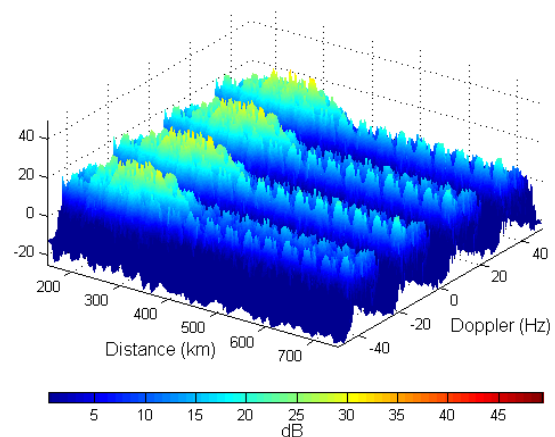


Fig. 183 : Image distance-Doppler de A^3 obtenue avec une ondelette Bi-Orthogonale 1.3.

Ainsi, un jeu de coefficients peut atténuer le fouillis et faire ressortir la cible. Pour autant le traitement, en lui-même, n'est pas efficace : le résultat n'est dû qu'au fait que les « trous » de l'ondelette sont aux bons endroits.

V.4 Ondelettes 1-D et 2-D utilisées avec un traitement mixte

Le comportement en banc de filtres de la multirésolution (1-D et 2-D) sur un signal complexe ne se voit pas sur la décomposition mais sur l'image radar. Ainsi, il semble que l'algorithme de multirésolution utilisé par *MATLAB* traite différemment l'amplitude et la phase du signal complexe. Cette remarque intrigante nous a amenés à reconsidérer le signal radar.

Le signal radar est séparable en une information sur la position et une information sur la réflectivité de la cible. La réflectivité est contenue dans l'amplitude ; la position est contenue dans la phase. Ceci n'a rien de neuf et est implicite dans la description du traitement du signal radar se trouvant en annexe.

Toutefois, cette « séparabilité » de la localisation et de la réflectivité prend une importance considérable lorsqu'elle est mise en parallèle avec la difficulté de localisation du traitement du signal 1-D, et la restriction à $L^2(\mathbb{R})$ de la multirésolution.

Il est possible de supprimer une information de l'image finale uniquement en remplaçant son amplitude par des zéros, si nous pouvons repérer les informations à partir de l'amplitude des signaux.

En partant de l'image test (fouillis ionosphérique et écho ponctuel de météorite) :

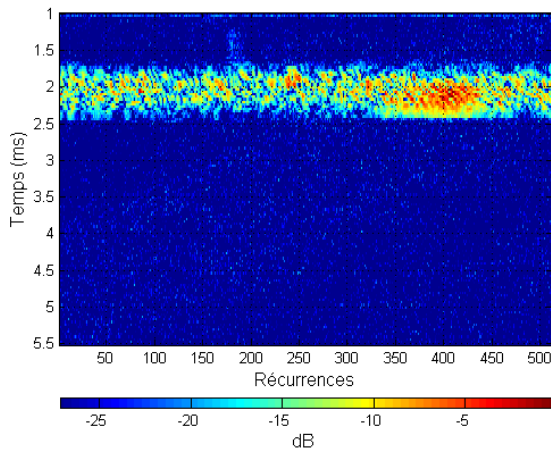


Fig. 184 : Représentation temps-réurrences de l'image test.

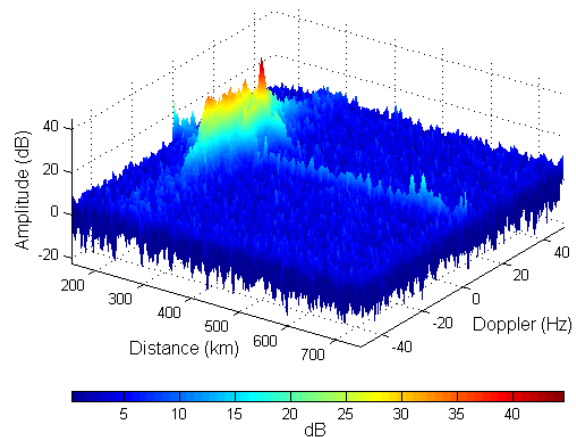


Fig. 185 : Représentation distance-Doppler de l'image test.

Il est possible de supprimer le fouillis :

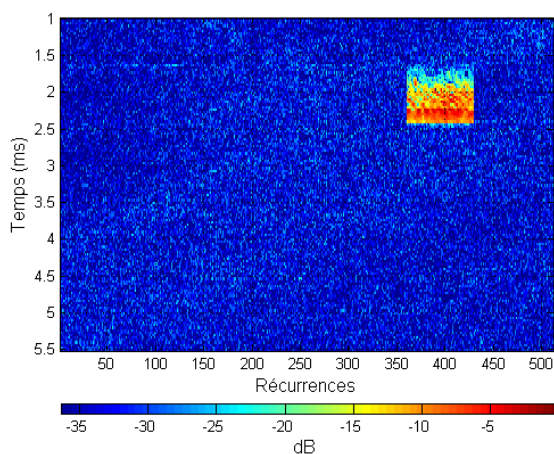


Fig. 186 : Suppression du fouillis sur le module de la représentation temps-réurrence.

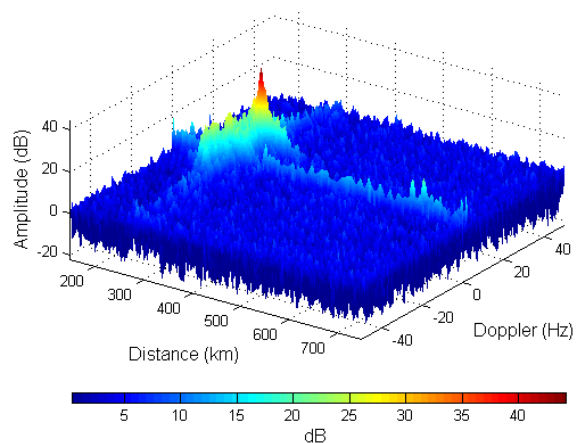


Fig. 187 : Résultat de la suppression du fouillis.

Ou de supprimer la cible :

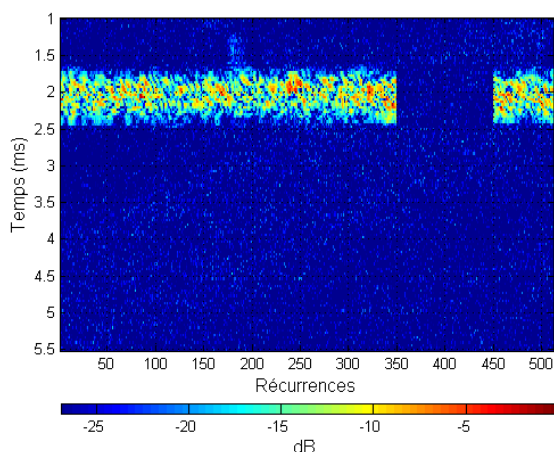


Fig. 188 : Suppression de la cible sur le module de la représentation temps-réurrence.

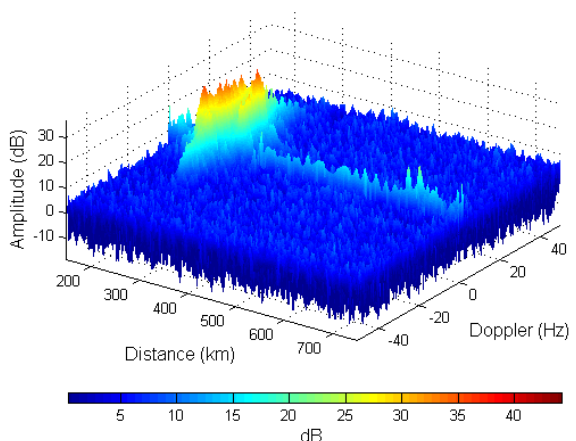


Fig. 189 : Résultat de la suppression de la cible.

Notons, d'ailleurs, qu'il est possible de continuer à localiser la cible contenue dans le signal test, même si toutes les amplitudes sont placées à 0 dB et même en présence d'un bruit important (Fig. 190 à Fig. 193).

Ainsi, la localisation en Doppler et en distance, indépendamment de l'amplitude du signal, semble assez robuste. Nous pouvons envisager de modifier, même de manière importante, l'amplitude des signaux afin de supprimer le fouillis. D'après les figures 190 à 193, ce type de traitement ne devrait pas avoir d'incidence sur la localisation des cibles.

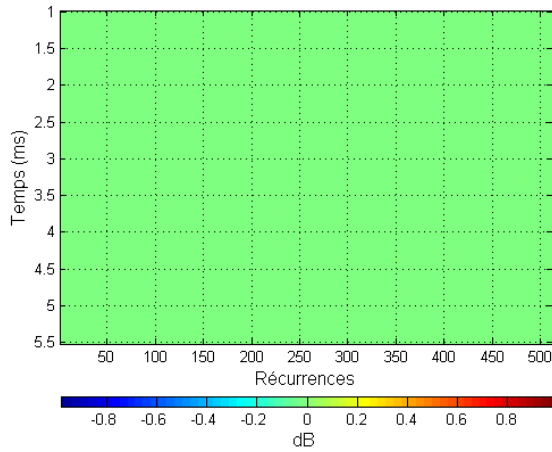


Fig. 190 : Mise à un de l'amplitude de l'image test.

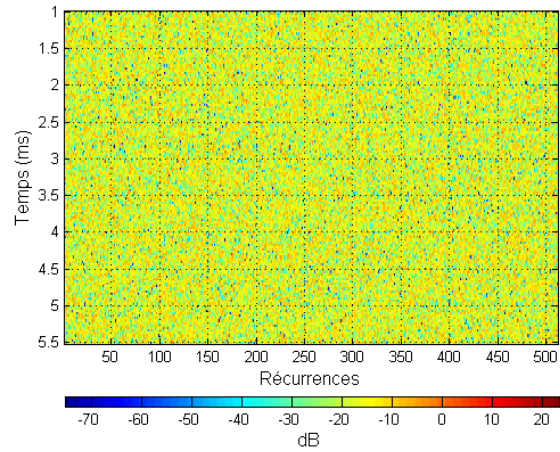


Fig. 191 : Amplitude de l'image test à un plus bruit blanc.

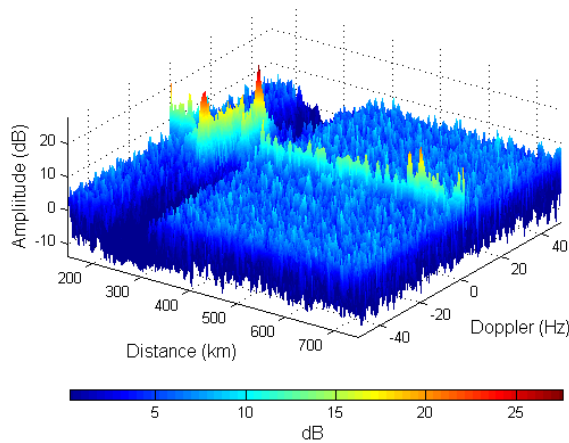


Fig. 192 : Image distance-Doppler obtenue avec une amplitude valant un.

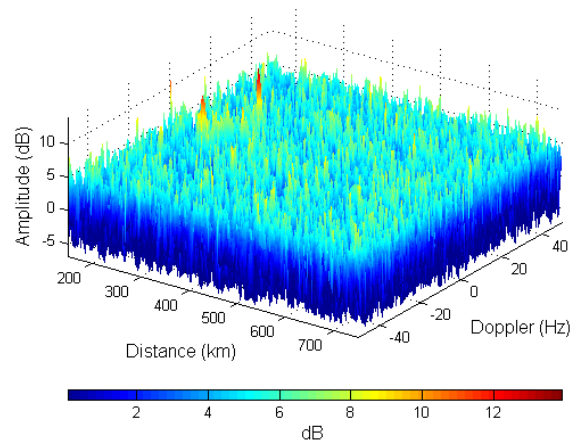


Fig. 193 : Image distance-Doppler obtenue avec une amplitude bruitée.

Le problème est alors d'identifier la cible ou le fouillis dans l'amplitude du signal. La nature du fouillis ionosphérique fait que, malgré sa puissance relative par rapport à la cible, il est mal localisé dans les représentations fréquences-Doppler (*Fig. 163*) ou distance-récurrences (*Fig. 161*). Son énergie est dispersée dans plusieurs échelles ou directions de variation. Les ondelettes semblent être un bon outil pour identifier les cibles dans ces espaces.

V.4.a Traitement proposé

Avec des ondelettes 1-D ou 2-D, nous proposons de travailler sur une information mixte : le traitement par ondelettes décrit dans les sections précédentes est appliqué sur l'amplitude de la représentation et la phase est conservée.

Le schéma bloc du traitement est alors :

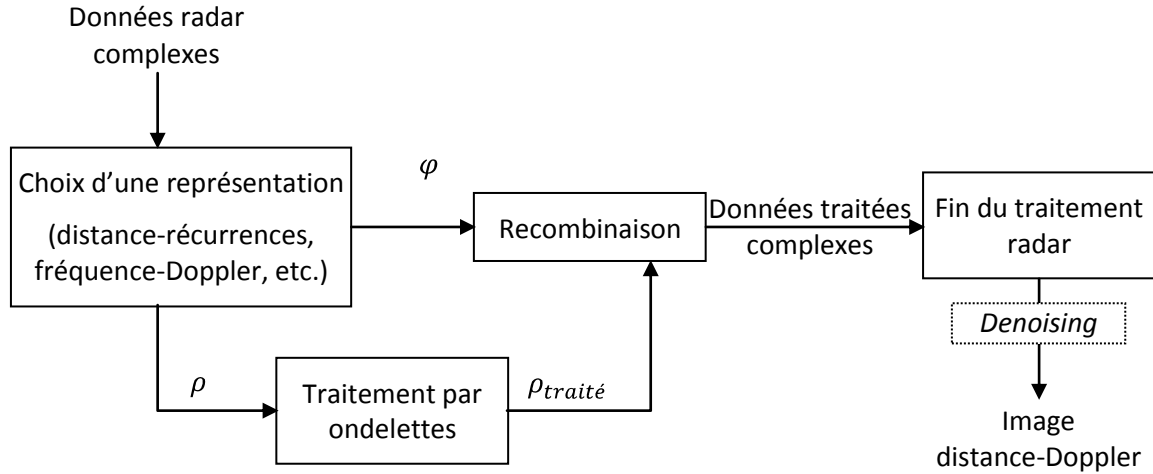


Fig. 194 : Traitement mixte.

V.4.b Résultats

• Ondelettes 1-D

Nous appliquons la multirésolution 1-D, sur les colonnes de l'amplitude de la représentation distance-réurrences, ou sur les lignes de la représentation fréquence-Doppler.

Notons que, contrairement à l'intuition, pour les données organisées en lignes (respectivement colonnes), les meilleurs résultats sont obtenus lorsque l'analyse se fait selon les colonnes (respectivement lignes). Autrement dit, les ondelettes 1-D sont plus performantes pour extraire les transitions.

Nous plaçons quatre cibles simulées ([405 km ; -28,32 Hz], [505 km ; 25,195 Hz], [275 km ; 0,585 Hz] et [260 km ; 7,25 Hz]), dont deux dans le fouillis ([275 km ; 0,585 Hz] et [260 km ; 7,25 Hz]), dans une image radar.

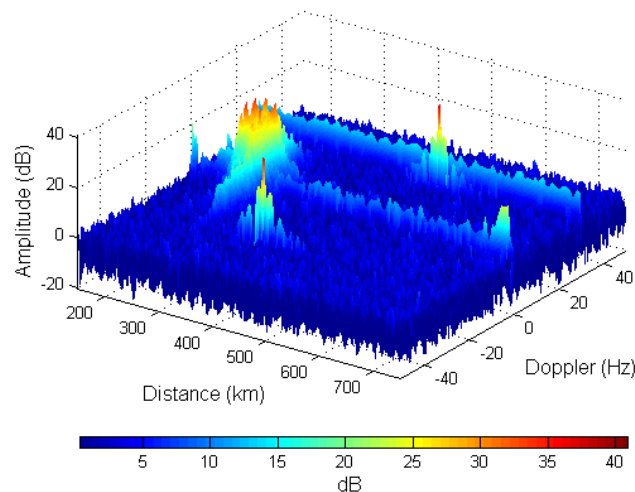


Fig. 195 : Signal radar contenant 4 cibles simulées dont 2 dans le fouillis.

Les traitements sont effectués avec des ondelettes Reverse Bi-Orthogonale 4.4 (filtres de décomposition et de reconstruction d'ordre 4). Le *denoising* est encore effectué avec l'ondelette de Haar.

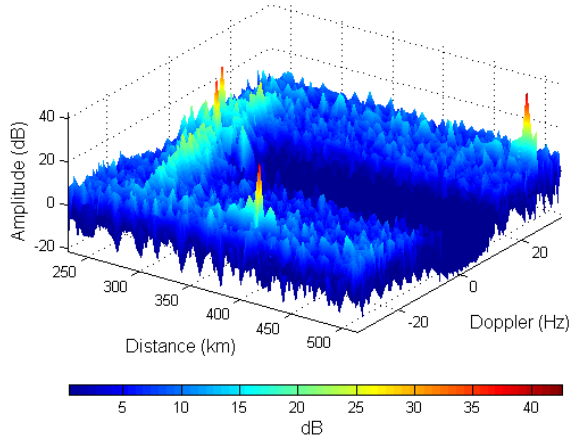


Fig. 196 : Résultat obtenu sur les lignes de la représentation fréquence-Doppler.

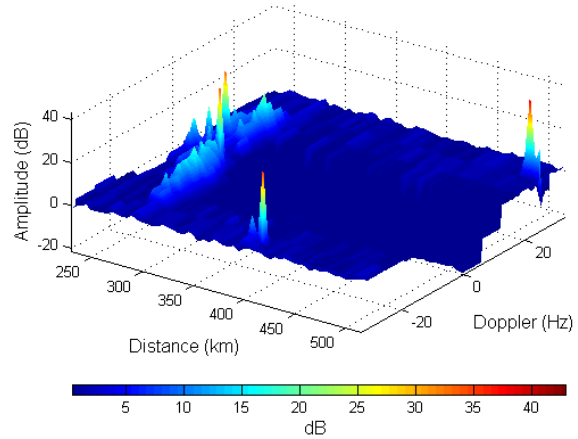


Fig. 197 : Résultat après *denoising*.

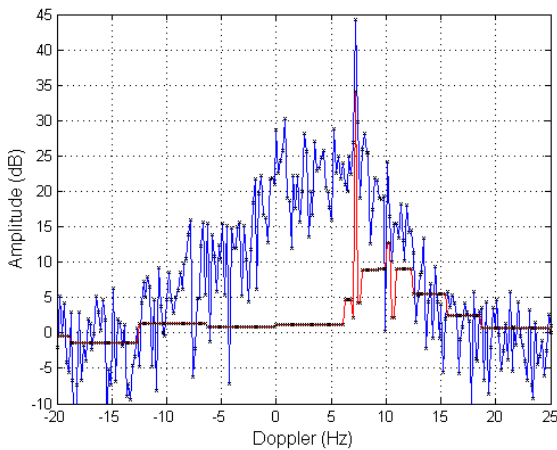


Fig. 198 : Amplitude de première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

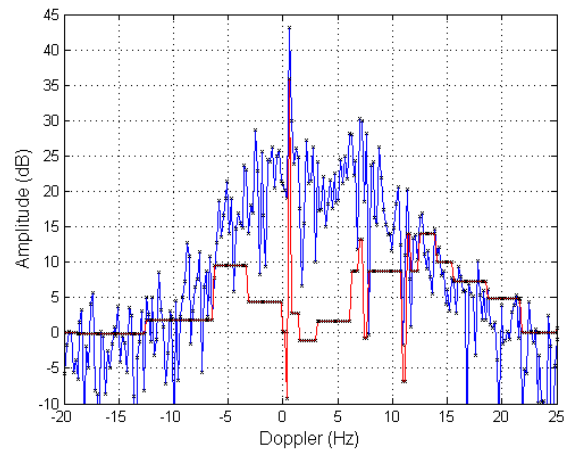


Fig. 199 : Amplitude de deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

La limitation se situe toujours entre 5 dB et 8 dB. Lorsque nous nous rapprochons de cette limite, le *denoising* devient une étape nécessaire pour l'efficacité du traitement.

En effet, les coefficients utilisés pour extraire des cibles ayant un RSF de l'ordre de 5 dB à 8 dB sont grands. Le problème est identique à celui rencontré en *V.1.c* à la page 119. Le *denoising* permet de réduire la forte amplitude de bruit engendré par l'utilisation de grand coefficient.

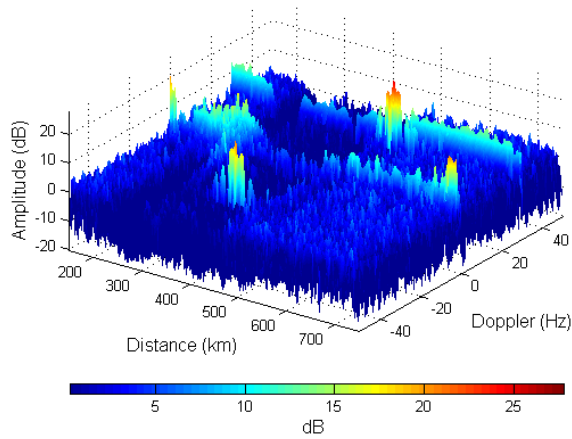


Fig. 200 : Résultat obtenu sur les colonnes de la représentation distance-réurrences.

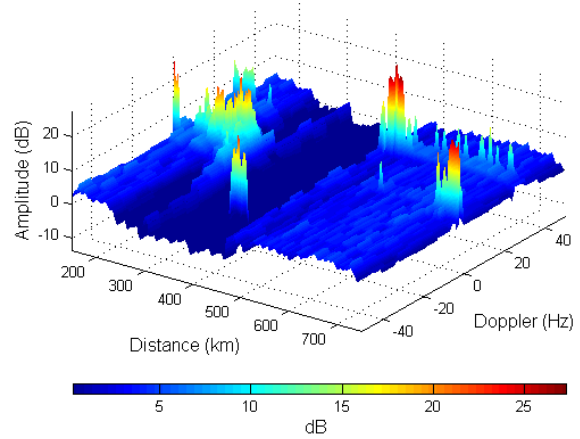


Fig. 201 : Résultat après *denoising*.

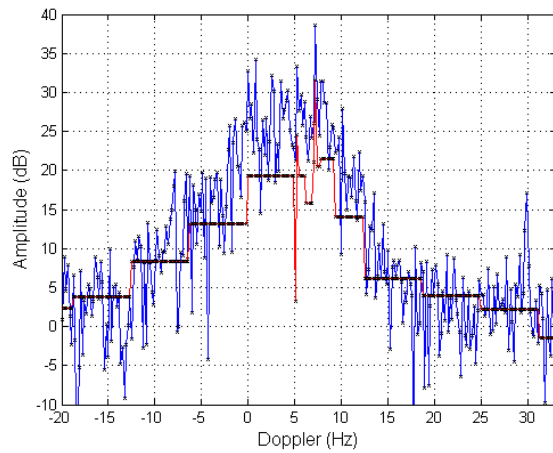


Fig. 202 : Amplitude de première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

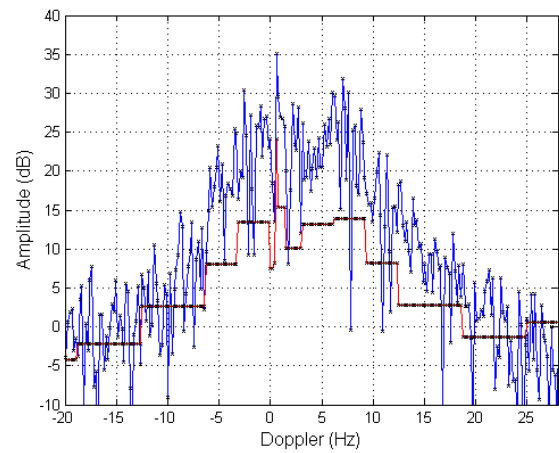


Fig. 203 : Amplitude de deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

Notons que les coefficients sont plus difficiles à déterminer lors des traitements dans le sens des colonnes.

De plus, les traitements sur les autres représentations du signal sont très difficiles à mettre en œuvre : le résultat varie fortement pour une très faible variation des coefficients.

• Ondelettes 2-D

Le traitement 2-D permet de s'affranchir du choix des coefficients.

Nous travaillons avec la représentation fréquence-Doppler ; le traitement consiste à ne conserver que les détails verticaux lors de la reconstruction.

Lorsqu'une seule cible est présente dans fouillis, nous obtenons (avec une ondelette db^8) une augmentation de 10 dB de l'amplitude de la cible :

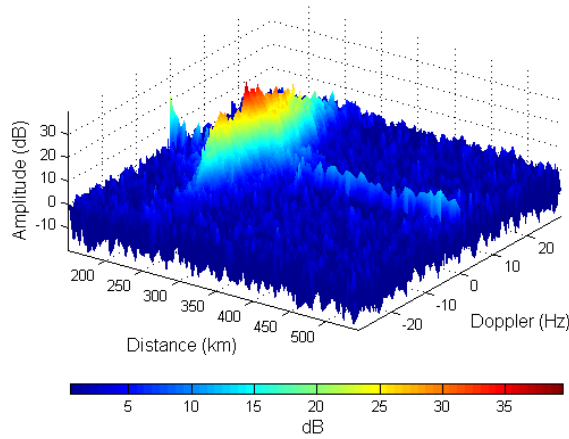


Fig. 204 : Signal original contenant une cible simulée.

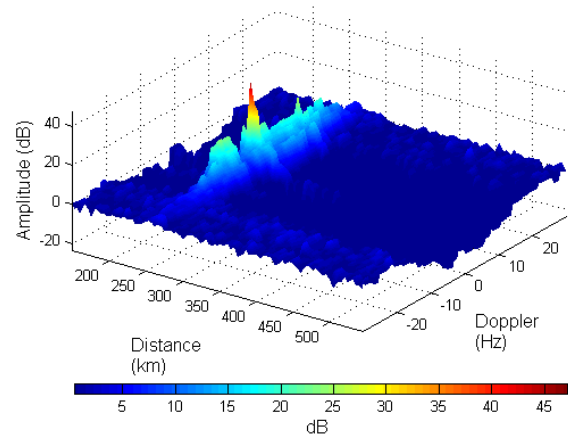


Fig. 205 : Résultat après traitement 2-D et dénoising.

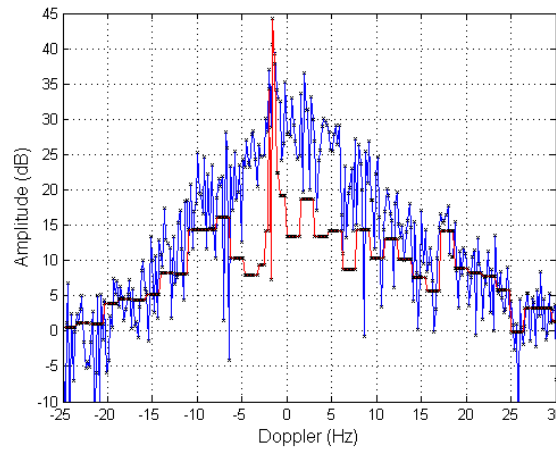


Fig. 206 : Amplitude de la cible (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

Comme nous pouvons le voir (Fig. 207 à Fig. 209), avec la même configuration que précédemment (quatre cibles dont deux dans le fouillis : Fig. 195), nous obtenons le même type de résultats qu'avec un traitement 1-D (RSF minimum de l'ordre de 5 dB à 8 dB).

Ceci s'explique par le fait que, pour le traitement mixte 2-D, nous avons décidé de nous limiter au choix de l'ondelette et de fixer tout les coefficients β_V^j à un (les autres coefficients étant fixés à zéro). Nous savons cependant que la présence de plusieurs cibles rend plus complexe le choix des coefficients (cf. page 132). En effet, ils ne peuvent être parfaitement adaptés à toutes les cibles.

Ainsi, le traitement mixte 2-D que nous proposons ne permet pas de réduire le RSF minimum mais, il a l'avantage de limiter les choix à celui de l'ondelette analysante.

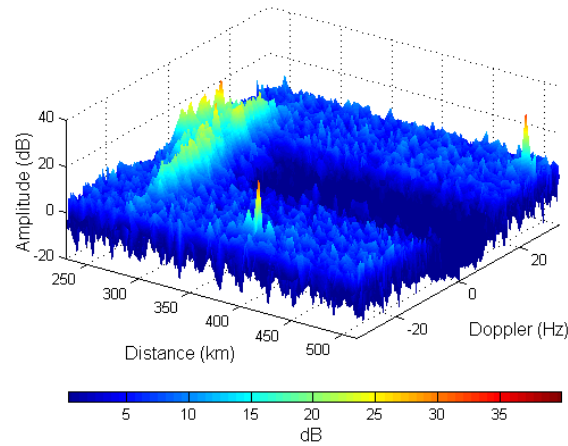


Fig. 207 : Résultat du traitement 2-D.

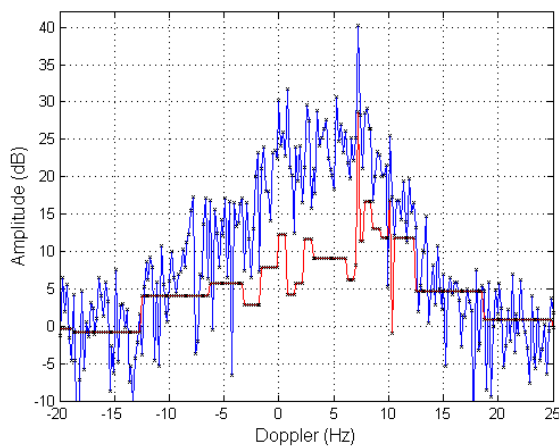


Fig. 208 : Amplitude de la première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

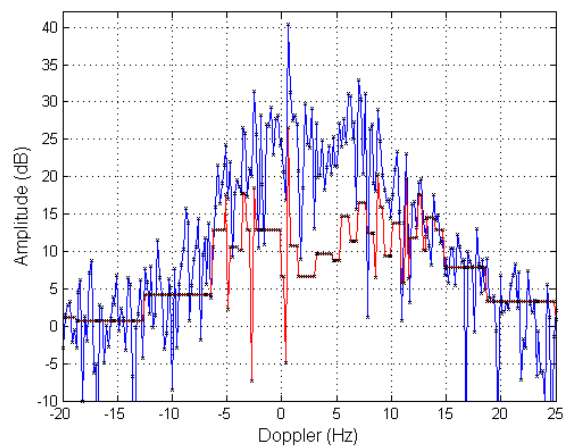


Fig. 209 : Amplitude de la deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).

VIMISE EN ŒUVRE DES ONDELETTES

De manière générale nous pouvons dire que le traitement par ondelettes est simple à mettre en œuvre. Il s'agit, d'une décomposition sur une base d'ondelettes et d'une reconstruction pondérée. À cela s'ajoute une opération (généralement optionnelle) de *denoising*.

Le traitement le plus simple consiste à traiter l'image radar avec une multirésolution à une dimension. Toutefois, ce traitement nécessite que la cible ait une amplitude supérieure de 10 dB à 15 dB à celle du fouillis.

Le traitement du signal à l'aide d'ondelettes à une dimension permet de réduire ce seuil d'environ 5 dB. Il est alors nécessaire d'opérer trois décompositions et de déterminer trois jeux de coefficients (un jeu pour chaque reconstruction). Le choix des coefficients peut être assez complexe puisqu'il est un compromis entre les différentes cibles à extraire du signal original. De plus, nous avons vu, dans le cas du traitement du signal 1-D, qu'un mauvais choix des coefficients entraîne une erreur de localisation.

Ainsi, optimiser le traitement par multirésolution consiste à diminuer le rapport signal à fouillis nécessaire pour extraire les cibles mais aussi à limiter la complexité du choix des coefficients.

Le traitement mixte à une dimension permet de réduire le traitement au choix de deux jeux de coefficients. Le RSF minimum est identique à celui du traitement du signal 1-D (de l'ordre de 5 dB à 8 dB).

Le traitement mixte à deux dimensions, dans la mesure où il ne nécessite aucun choix de coefficients, est le plus simple à mettre en œuvre. Toutefois, il ne permet pas de réduire le RSF minimum qu'il est possible d'obtenir avec le traitement mixte 1-D.

Pour conclure, nous pensons que les résultats présentés ci-dessus résultent des performances minimales qu'il est possible d'atteindre avec des traitements par ondelettes. Les améliorations de performances nécessiteront une optimisation du choix des coefficients et de l'ondelette mère.

CONCLUSION

Au terme de ce travail, il semble que l'élimination du fouillis ionosphérique soit autant un problème de définition théorique, qu'un problème pratique de traitement radar.

Les perturbations ionosphériques ont longtemps été abordées en termes de fréquence maximale utilisable, afin de réaliser des liaisons par radio. Les modèles de formation des irrégularités d'ionisation permettent d'expliquer certains phénomènes sans, toutefois, prendre en compte tous les paramètres comme les non linéarités.

La nature non linéaire du milieu ionosphérique, et l'existence de quatre modes de propagation, rendent difficile la simulation de la propagation dans les irrégularités d'ionisation. En effet, la propagation dans les irrégularités sort du domaine de validité des solutions des équations de Maxwell (solutions WKB). Or, ce sont les irrégularités qui causent le fouillis ionosphérique.

D'un point de vue moins théorique, prévoir la puissance reçue dans les deux polarisations, nécessite de déterminer le mode réellement propagé dans l'ionosphère. Il faut, de plus, disposer d'un modèle de profil d'ionisation pour les irrégularités. Nous avons constaté, d'une part, qu'un tel modèle n'existe pas et qu'il est difficile d'en définir un ; d'autre part, en l'état, il n'est pas possible de déterminer le mode réellement propagé.

La réalisation d'antennes à polarisation horizontale se heurte au problème, théorique, de la simulation d'éléments rayonnants au-dessus du sol. En essayant de s'affranchir de ces problèmes théoriques, nos structures tendent vers des solutions, de grandes dimensions, déjà existantes.

Cependant, des contraintes de coût et d'efficacité nous ont conduits à proposer des structures dont les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde. Mais, le résultat des simulations n'est peut-être pas fiable et devrait être confronté aux mesures.

Des difficultés identiques se présentent pour la simulation des antennes d'émission du RHFOS.

Le traitement du signal paraît être un moyen plus prometteur pour éliminer le fouillis ionosphérique.

Nous avons émis un sérieux doute sur l'efficacité d'un traitement adaptatif. Le signal de fouillis ayant une cohérence très faible, nous pensons que le traitement adaptatif n'arrivera pas à estimer correctement le filtre adapté au signal.

Nous avons montré que l'analyse discrète en ondelettes, plus exactement la multirésolution, permettait de supprimer le fouillis ionosphérique. Toutefois, nous avons constaté que, la suppression totale du fouillis, ne permettait pas de conserver les cibles se situant à l'intérieur de ce fouillis. Ainsi, nous avons cherché à réduire le fouillis ionosphérique tout en conservant les cibles s'y trouvant.

Nous avons proposé un traitement d'image, un traitement du signal et un traitement mixte des données radars. Nous avons utilisé, pour ces traitements, l'analyse en ondelettes à une dimension ou à deux dimensions.

Succinctement, les traitements que nous proposons consistent à projeter le signal radar sur une base d'ondelettes et à reconstruire un signal composite. Ce signal est obtenu en réalisant une reconstruction qui ne respecte pas la définition de la transformation en ondelettes discrète inverse.

Nous avons constaté qu'il existait un rapport signal à fouillis limite, permettant de réduire le fouillis, tout en conservant les cibles se situant dans le fouillis. Ce seuil se situe entre 10 dB et 15 dB, pour le traitement d'image et, entre 5 dB et 8 dB, pour le traitement du signal.

Toutefois, nous ne savons pas si ce seuil est celui du traitement par multirésolution, ou s'il s'agit de notre limite à déterminer des poids adéquats lors de la reconstruction. En effet, nous disposons d'une cinquantaine d'ondelettes différentes (réparties dans six familles), nous nous autorisons six échelles de décomposition (soit treize coefficients), chaque coefficient peut varier de -10 à $+10$ par pas de $0,2$ (choix empirique). Ainsi, il y a un grand nombre de combinaisons possibles pour chaque jeu de données radars. Empiriquement, nous avons réduit les possibilités en travaillant avec une dizaine d'ondelettes et en ne faisant pas prendre aux coefficients toutes les valeurs possibles.

Notons que le traitement mixte à deux dimensions réduit considérablement le nombre de paramètres à déterminer. Théoriquement, une fois l'ondelette choisie, il y aurait vingt-quatre coefficients à déterminer. Dans le traitement que nous avons proposé, le choix se réduit à celui de l'ondelette analysante.

Ainsi, nous avons montré qu'il n'était pas envisageable, compte tenu des moyens actuellement disponibles, d'éliminer le fouillis ionosphérique en utilisant la polarisation ou le traitement adaptatif du signal. En revanche, la multirésolution est une solution possible à ce problème.

Les travaux futurs, autour de ce sujet, devraient être consacrés à un fragment unique du problème de l'élimination du fouillis ionosphérique. Il pourrait s'agir d'étudier un moyen : de générer uniquement les ondes de surface, de modéliser la propagation dans les irrégularités d'ionisation, ou de mieux prendre en compte le sol dans les simulations d'antennes.

Le filtrage adaptatif ne doit pas être écarté de ces travaux. Nous pensons, aujourd'hui, qu'une application détournée du traitement adaptatif pourrait permettre de supprimer le fouillis. En effet, le fouillis ayant une cohérence faible, il sera mal estimé par ce type de traitement. Par conséquent, il devrait être confondu avec le bruit et les brouilleurs. Ainsi, le traitement adaptatif se réduirait à une opération de discrimination des signaux.

Concernant la multirésolution, l'enjeu est de concevoir un moyen de choisir automatiquement les coefficients et l'ondelette analysante. Puisqu'il est question d'un

problème d'optimisation, nous pensons naturellement à certaines techniques « populaires » comme les réseaux de neurones, les algorithmes génétiques ou les traitements particuliers. Toutefois, peut-être que la notion d'entropie, apportée par les paquets d'ondelettes, permettrait de répondre à ce problème d'optimisation.

De plus, la multirésolution fait partie de la famille des analyses multi-échelles. Il est possible que d'autres analyses multi-échelles répondent mieux au problème posé. Dans cette optique, nous avons encadré un étudiant de Master 2 au cours d'un stage sur « l'apport de la décomposition en modes empirique (EMD) à l'élimination du fouillis ionosphérique ». L'EMD est une analyse multi-échelle proposée en 1998 par N.E. Huang (112) ; elle est non analytique et n'a toujours pas d'interprétation mathématique ou physique.

Il semble, pour l'instant, que l'EMD soulève plus de questions qu'elle n'apporte de réponses. Toutefois, il a été mis en évidence que l'utilisation d'opérateurs géodésiques (qui ne constituent qu'une étape de l'EMD) permet de réduire le fouillis ionosphérique :

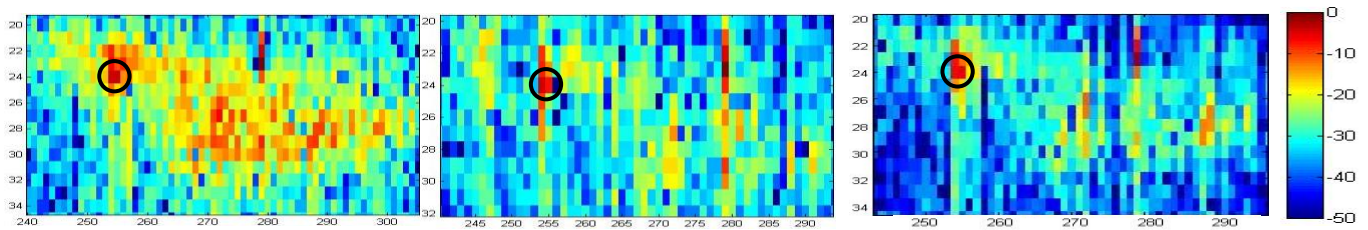


Fig. 210 : Opérateur géodésique combiné avec l'EMD. De gauche à droite : image originale, résultat avec l'EMD 1-D, résultat après orthogonalisation de l'EMD. La cible est entourée en noir. [source : (116)].

Les travaux futurs devront peut-être s'orienter vers le traitement d'image et, notamment, vers la fusion des informations extraites des six images radars disponibles.

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Congrès nationaux avec actes et comité de lecture

- 1 F. Jangal, S. Saillant et M. Hélier, *Élimination du fouillis ionosphérique pour un radar HF à ondes de surface*, Journée AREMIF, Paris, mars 2007, p. 37.
- 2 F. Jangal, S. Saillant, M. Hélier et P. Dorey, *Extraction du spectre de mer à l'aide d'ondelettes afin d'améliorer le calcul d'états de mer ou la détection de cibles*, Journées OCOSS'2007, Paris, juin 2007.

Congrès internationaux avec actes et comité de lecture

- 1 F. Jangal, S. Saillant and M. Hélier, *HFSWR clutter mitigation using wavelet processing*, WavE2006, EPFL Lausanne, July 2006, p. 33.
- 2 F. Jangal, S. Saillant and M. Hélier, *Ionospheric Clutter Cancellation and Wavelet Analysis*, EUCAP2006, Nice, November 2006, p. 144.
- 3 F. Jangal, S. Saillant and M. Hélier, *Wavelets: a Versatile Tool for the High Frequency Surface Wave Radar* RADAR2007, Boston, April 2007, p. 225.
- 4 F. Jangal, S. Saillant, M. Hélier and P. Dorey, *Remote Sensing of the Sea and Target Detection Improvement Using a Wavelet-based Extraction of Sea Echoes from High Frequency Radars*, OCEANS 2007, Aberdeen, June 2007, p.32.
- 5 F. Jangal, S. Saillant and M. Hélier, *High Frequency Remote Sensing Improvement and Ionospheric Clutter Mitigation Using a Wavelet-Based Processing*, URSI 2007, Ottawa, July 2007, p. 49.

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- 1 F. Jangal, S. Saillant, M. Hélier and P. Dorey, *Wavelet Contribution to Remote Sensing of the Sea and Target Detection for High Frequency Surface Wave Radar*, soumis à IEEE Geosciences and Remote Sensing Letters, en avril 2007. Corrections soumises en octobre 2007.
- 2 F. Jangal, S. Saillant, M. Hélier and P. Dorey, *Ionospheric clutter mitigation using a two dimensional wavelet processing*, soumis à IET Radar, Sonar and Navigation, en juin 2007. Corrections en cours.

ANNEXE 1 : PRINCIPES RADAR ET TRAITEMENT RADAR DOPPLER DISTANCE

I. LE RADAR

Le radar (RADio Detection And Ranging) a été créé pour détecter la présence d'un objet dans une certaine étendue dite, zone de couverture radar [1]. Si l'invention du radar date de 1930, il faut attendre 1939 pour voir les premiers systèmes opérationnels comme les barrières électromagnétiques permettant de déceler la présence d'avions à une centaine de kilomètres des côtes. Ainsi, dans un contexte de guerre, le radar connaîtra ses premières améliorations, notamment la maîtrise de la longueur d'onde.

I.1 DU RADAR "CLASSIQUE" A L'EFFET DOPPLER

I.1.1 LE RADAR CLASSIQUE

Les premières expériences consistaient à détecter la présence d'un objet dans la zone de couverture en mesurant la variation d'impédance de l'antenne. Très insuffisant, ce système est complété par une technique permettant la mesure de la position de l'objet.

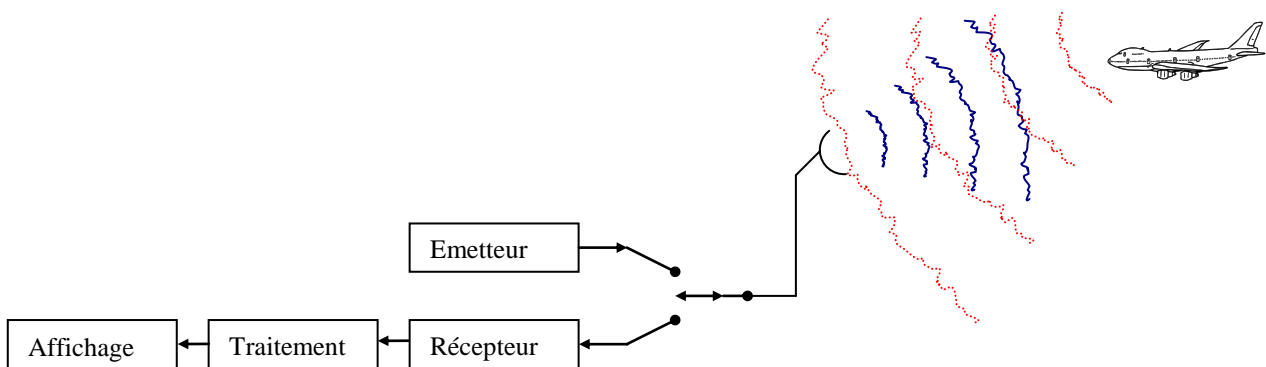


Fig. I.1 : Système radar.

— Impulsions émises Impulsions réfléchies (échos)

En utilisant des impulsions (Fig. I.1), il est possible de définir la distance entre l'objet et le système radar.

L'impulsion émise se propage dans l'air à la vitesse c_0 . Elle est réfléchi à l'instant t_1 sur le mobile et atteint le récepteur à t_2 . Le système étant monostatique¹, le temps de parcours est le même à l'aller et au retour. 1.1 donne la distance émetteur-cible d en fonction du retard t entre l'impulsion émise et l'impulsion reçue :

¹ Dans un système monostatique, les systèmes d'émission et de réception sont situés au même endroit, alors que dans un système bistatique, la réception et l'émission sont éloignées. Cette distance entre les systèmes permet d'éclairer les cibles sous un angle différent de celui d'observation.

$$c_0 = 3.10^8 \text{ m/s}$$

$$t = t_1 + t_2 = 2 \cdot t_1 \quad 1.1$$

$$d = c_0 \cdot t_1 = \frac{c_0 \cdot t}{2}$$

La position en azimut de la cible est connue grâce à la propriété qu'ont les antennes de concentrer l'énergie émise dans une partie de l'espace (Fig.I.2). Il est possible de cette manière – si l'angle d'ouverture θ (1.2) est faible – d'assimiler orientation de l'antenne et azimut de la cible :

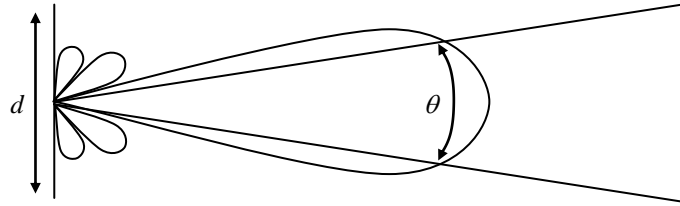


Fig.I.2 : Allure de la répartition angulaire de l'énergie.

θ : angle d'ouverture

d : dimension de l'antenne

Nous avons :

$$\theta \approx \frac{70 \cdot \lambda}{d} \quad 1.2$$

où λ est la longueur d'onde émise en mètre, θ l'angle d'ouverture à mi-puissance en dB et d la dimension en mètre de l'antenne.

I.1.1 LE CODAGE DE L'IMPULSION ET L'EFFET DOPPLER

La capacité à détecter des cibles pour un radar classique repose essentiellement sur la puissance émise. La difficulté de produire des signaux de puissance dans le domaine des micro-ondes a conduit au développement du radar dit moderne.

Pour augmenter la puissance moyenne émise, il est possible d'augmenter la puissance crête ou la durée de chaque impulsion. Mais augmenter la durée des impulsions conduit à augmenter la zone aveugle Fig.I.3a et à diminuer le pouvoir de discrimination en distance Fig.I.3b.

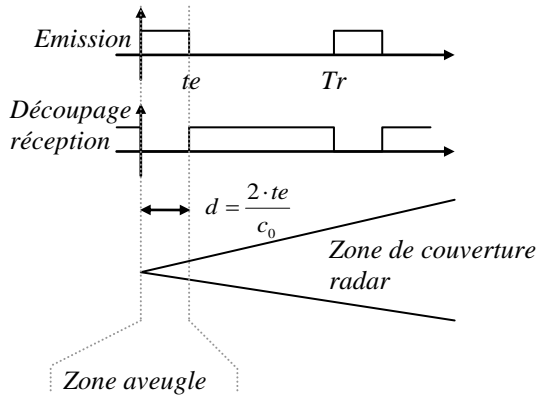


Fig.I.3a : Pendant le temps d'émission t_e la réception est bloquée. Le temps et la distance étant liés (1.1), ce temps correspond à une zone en distance d_{aveugle} où les cibles ne peuvent être détectées.

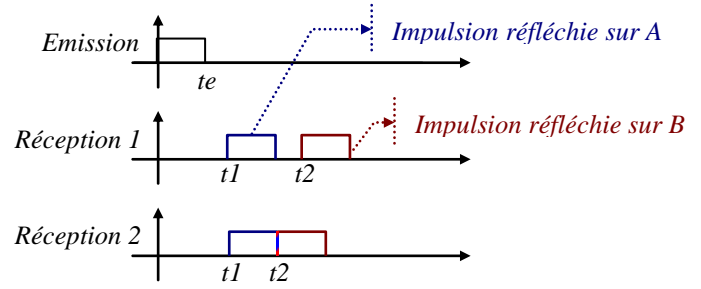


Fig.I.3b : Si les objets A et B sont suffisamment éloignés, les impulsions réfléchies sont distinctes (cas 1). Dans le cas contraire, les impulsions sont confondues. Le cas limite étant le cas 2. Nous avons alors :

$$t_2 = t_1 + t_e \quad \text{soit un écart} \quad \Delta t_{\text{LIMITE}} = t_2 - t_1 = t_e$$

Donc la discrimination en distance est selon (1) :

$$\Delta d = \frac{c_0 \cdot \Delta t_{\text{LIMITE}}}{2} = \frac{c_0 \cdot t_e}{2}$$

Pour rendre indépendants la puissance émise et le pouvoir de discrimination, nous avons recours au codage des impulsions émises. Le code le plus courant est le *chirp* : l'impulsion est un signal sinusoïdal modulé en fréquence par une rampe. La discrimination dépend alors uniquement de la bande de fréquence B du code émis (1.3). Δd est appelée case distance.

$$\Delta d = \frac{c_0}{2 \cdot B} \quad 1.3$$

Il est encore possible d'améliorer le pouvoir discriminant du radar. D'après ce qui précède, deux cibles se trouvant à la même distance ne peuvent être séparées. Cependant si leurs vitesses sont différentes, il est possible de les séparer grâce à l'effet Doppler. Ce phénomène, d'abord observé en acoustique, traduit le fait qu'un observateur devant un mobile bruyant perçoit un son plus aigu que le son réellement produit si le mobile se rapproche de lui, ou un son plus grave, si le mobile s'éloigne.

En électromagnétisme, l'effet Doppler consiste en une variation de la fréquence de l'onde réfléchie, proportionnelle à la vitesse relative du mobile par rapport à l'émetteur (1.4) Fig.I.4.

Nous avons :

$$fd = \frac{2 \cdot Vr}{\lambda} \quad 1.4$$

où fd est la fréquence Doppler, Vr la vitesse relative entre la cible et le radar, λ la longueur d'onde émise.

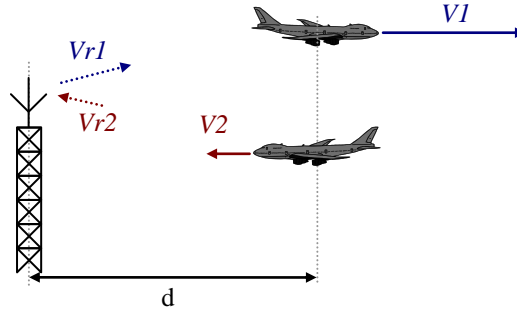


Fig.1.4 : Deux mobiles de vitesses $V1$ et $V2$ à la même distance du radar peuvent être séparés puisque leur fréquence Doppler sont différentes : les vitesses relatives $Vr1$ et $Vr2$ sont différentes.

Le pouvoir discriminant en fréquence Doppler Δf_d et donc en vitesse ΔV_r est déterminé par le nombre d'impulsions utilisées pour faire le calcul. Avec N impulsions (N récurrences), la discrimination en vitesse est donnée par 1.4.bis. Δf_d est une case Doppler.

$$\Delta f_d = \frac{1}{N \cdot T_r}$$

$$\Delta V_r = \frac{\lambda \cdot \Delta f_d}{2 \cdot N \cdot T_r} \quad 1.4.bis$$

II. TRAITEMENT DOPPLER-DISTANCE

L'objectif est de mettre en œuvre sous Matlab un traitement permettant d'obtenir, à partir de données radar, une image Doppler-distance.

Dans tout ce qui suit, la variable notée t est une variable discrète et représente $n \cdot t_e$ (t_e est la période d'échantillonnage).

II.1 TRAITEMENT

II.1.1 LE RETARD

Dans la première partie, nous avons montré que la distance est donnée par 1.1 et la fréquence Doppler par 1.4. Nous appelons $e(t)$ le signal émis, $\tau(t)$ le retard de l'écho et $r(t)$ le signal reçu.

$r(t)$ a été émis à l'instant $t - \tau(t)$ nous avons [2] :

$$r(t) = \alpha \cdot e(t - \tau(t)) \quad 2.1$$

où α est un facteur d'atténuation.

La distance radar-cible est :

$$D(t) = D_0 - V_r \cdot t \quad 2.2$$

avec D_0 distance à l'instant $t=0$, V_r vitesse relative de la cible par rapport au radar (positive en rapprochement).

Nous admettrons que l'onde est réfléchi à $\frac{\tau(t)}{2}$, il est alors possible d'écrire que la distance L parcourue par l'onde est :

$$L = c_0 \cdot \frac{\tau(t)}{2} = D_0 - V_r \cdot (t - \frac{\tau(t)}{2}) \quad 2.3$$

D'où [2]

$$\tau(t) = \frac{1}{1 - \frac{V_r}{c_0}} \cdot \left(\frac{2 \cdot D_0}{c_0} - 2 \cdot \frac{V_r}{c_0} \cdot t \right) \approx \left(\frac{2 \cdot D_0}{c_0} - 2 \cdot \frac{V_r}{c_0} \cdot t \right) \quad 2.4$$

II.1.2 LE SIGNAL REÇU

Dans tout ce qui suit, nous utilisons des signaux analytiques issus d'un filtre de Hilbert. Nous avons donc l'équivalence suivante :

$$\cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \Leftrightarrow e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot t} \quad 2.5$$

Le signal émis est de la forme :

$$e(t) = e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot t + i \cdot U(t)} \quad 2.6$$

où f_p est la fréquence de la porteuse et $U(t)$ le code (cf. partie I §I.1.1).

La figure II.1 donne l'allure des signaux émis et reçus. Pour chaque récurrence i , nous avons :

$$r_i = \alpha \cdot e(t - \tau_i(t)) \quad 2.7$$

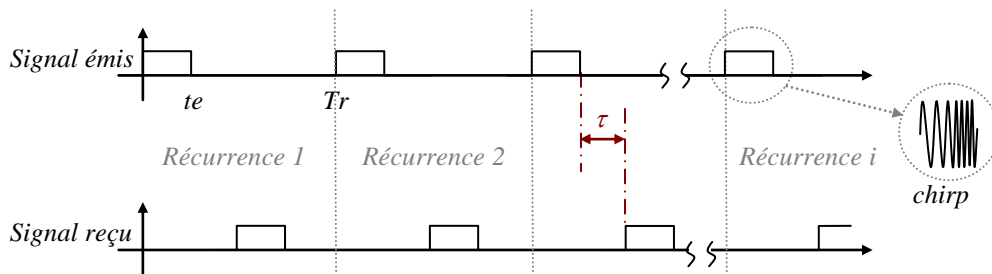


Fig.II.1 : Allure des signaux

Selon 2.4, le retard se décompose en deux termes : l'un dû à la position D_0 de la cible et l'autre dû à sa vitesse. La cible avance à la vitesse V_r . À chaque récurrence, sa position D_i et le retard τ_i correspondant sont :

$$D_i = D_1 - V_r \cdot (i-1) \cdot T_r$$

$$\tau_i(t) = \frac{2 \cdot D_i}{c_0} - 2 \cdot \frac{V_r}{c_0} \cdot t = t_1 - \frac{2 \cdot V_r \cdot (i-1) \cdot T_r}{c_0} - 2 \cdot \frac{V_r}{c_0} \cdot t \quad 2.8$$

Pour obtenir le signal reçu (2.9), il faut imposer deux conditions [2] : l'origine des temps est le début de la première récurrence, il s'agit d'intégration cohérente ; la durée de réception est égale à la durée d'émission t_e .

$$r_i(t) = e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot (t - \tau_i(t)) + i \cdot U(t - \tau_i(t))}$$

$$r_i(t) = e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot t} \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot t_1} \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot \frac{2 \cdot V_r}{c_0} \cdot (i-1) \cdot T_r} \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_p \cdot \frac{2 \cdot V_r}{c_0} \cdot t} \cdot e^{i \cdot U(t - \tau_i(t))} \quad 2.9$$

Nous savons que le code reçu varie peu de récurrence en récurrence. Simplifions de la manière suivante [2] :

$$U(t - \tau_i(t)) \underset{c_0 \gg V_r}{\approx} U(t - t_1) \quad 2.10$$

Pour simplifier l'écriture, nous omettons le terme constant qui n'a pas d'effet sur le traitement. Le signal reçu est une fonction des deux variables T_r et t .

Après démodulation nous avons :

$$r(T_r, t) = e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot (i-1) \cdot T_r} \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot t} \cdot e^{i \cdot U(t - t_1)} \quad 2.11$$

2.11 possède trois termes dont seulement deux sont utiles, l'un pour le traitement Doppler et l'autre pour le traitement distance.

II.1.3 LE TRAITEMENT DOPPLER

Nous nous intéressons au premier terme de 2.11. D'après 2.5, ce terme représente une sinusoïde à la fréquence f_d échantillonnée tous les T_r (2.12). Sa TFD est donc une impulsion de Dirac (dans la réalité un maximum) en f_d .

$$e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot (i-1) \cdot T_r} \Leftrightarrow \cos(2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot (i-1) \cdot T_r) \quad 2.12$$

Remarquons que c'est le seul terme de 2.11 qui dépend de T_r . Il est donc possible de calculer la TFD par rapport à T_r sur les I récurrences de 2.11 (Fig.II.2), nous avons alors :

$$R(f, t) = A(t) \cdot TFD[e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot (i-1) \cdot T_r}] \quad 2.13$$

où $A(t)$ regroupe les termes de 2.11 qui ne sont pas affectés par la TFD.

Le maximum de $R(f,t)$ se situe à la fréquence Doppler f_d .

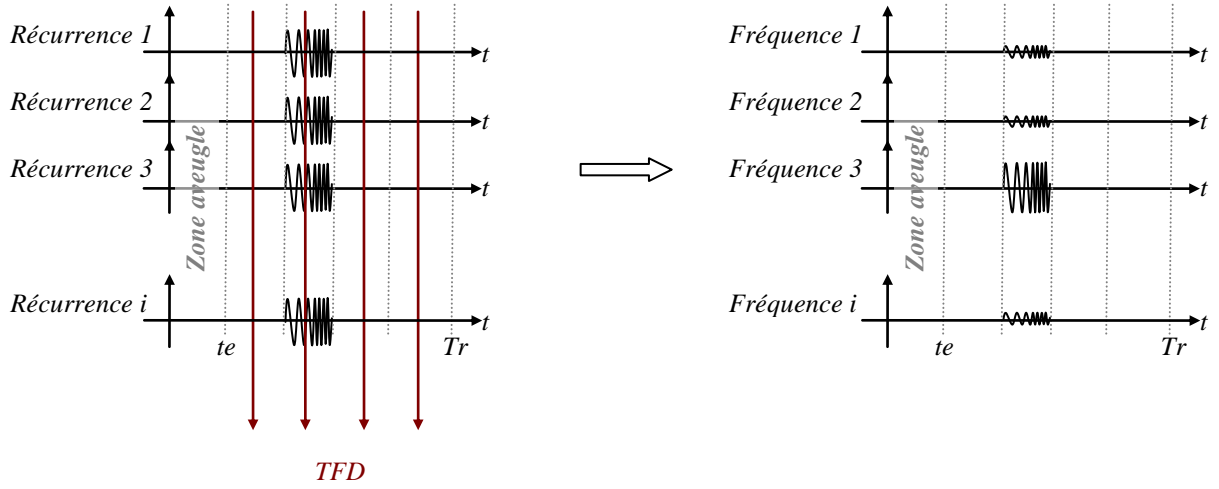


Fig. II.2 : Les récurrences sont mises en concordance de temps puis les TFD sont calculées dans le sens des récurrences pour chaque instant. Ici, nous avons f_d =fréquence 3.

II.1.4 LE TRAITEMENT EN DISTANCE

Étudions le dernier terme de 2.11, c'est le seul terme qui contient le code émis. Après traitement Doppler nous avons :

$$R(f,t) = A(f) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot t} \cdot e^{i \cdot U(t-t_1)} \quad 2.14$$

où $A(f)$ regroupe les termes affectés par la TFD.

$e^{i \cdot U(t-t_1)}$ est une fonction du temps. Pour réaliser un traitement, il faut éliminer l'autre terme dépendant du temps dans 2.14 :

$$R'(f,t) = e^{+i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_d \cdot t} \cdot R(f,t) = A(f) \cdot e^{i \cdot U(t-t_1)} \quad 2.15$$

Il suffit maintenant d'effectuer une corrélation discrète entre 2.15 et le code émis :

$$R''(f,t) = TFD^{-1}[TFD[R'(f,t)] \cdot TFD[e^{i \cdot U(t)}]] \quad 2.16$$

Le résultat présentera un maximum à $t=t_1$ soit selon 1.1 en $D=D1$ (Fig.I.3).

$R''(f,t')$ est donc maximum aux coordonnées (f_d, t'_1) qui correspondent à la vitesse de la cible et à sa position au début du traitement.

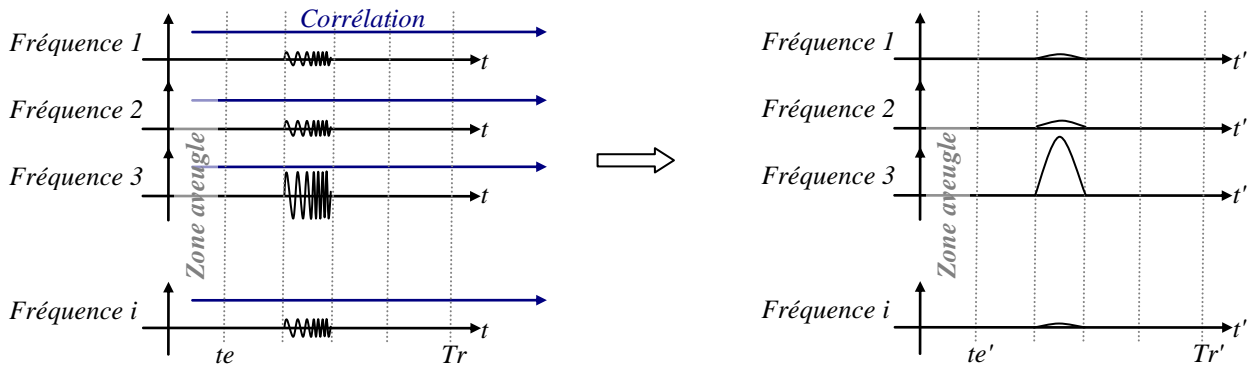


Fig. II.3 : Après traitement Doppler chaque ligne représente une fréquence. Les corrélations sont calculées dans le sens du temps pour chaque fréquence. Ici la cible est dans la deuxième case distance.

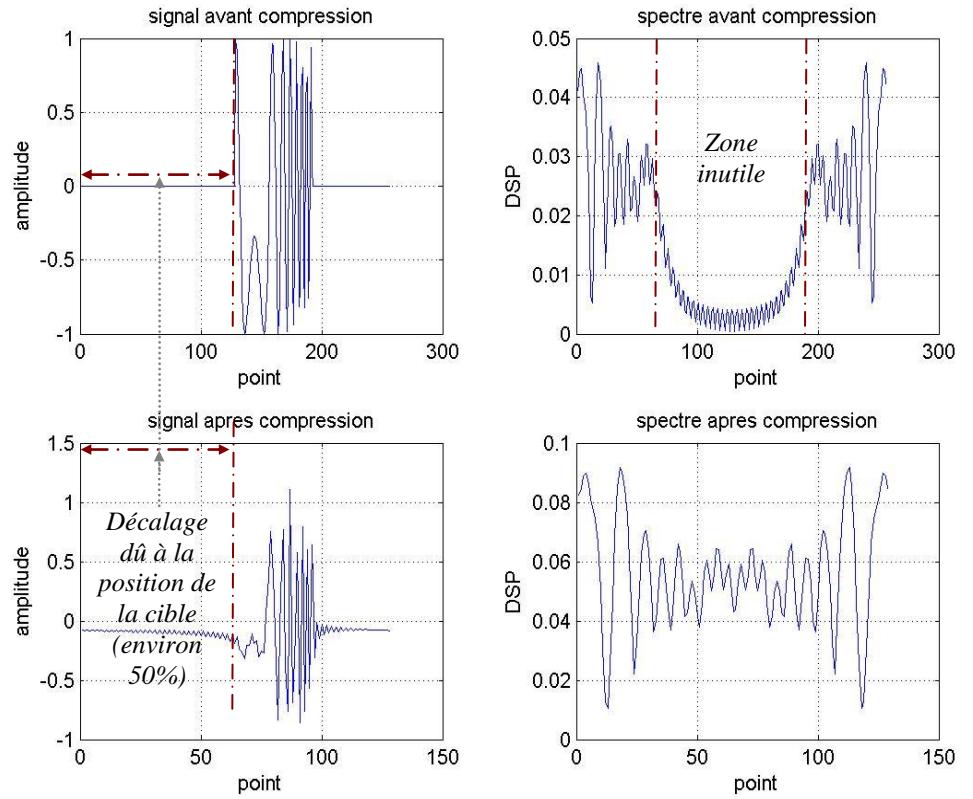
II.2 REDUCTION DU NOMBRE DE DONNEES

La discrimination est fixée par la bande B du code émis (cf. partie 1 § I.1.1). Il ne sert à rien d'avoir une résolution en distance supérieure à une case distance Δd . Il faut donc (d'après 1.1) une résolution en temps Δt de :

$$\Delta t = \frac{2 \cdot \Delta d}{c_0} = \frac{2 \cdot \frac{c_0}{2 \cdot B}}{c_0} = \frac{1}{B} \quad 2.17$$

Nous ramenons le signal à une fréquence d'échantillonnage f_e égale à B . Pour cela (Fig.II.4), nous calculons la TFD de chaque récurrence et nous supprimons les points de fréquence comprise entre $\frac{B}{2}$ et $\frac{3B}{4}$.

Fig.II.4 : Compression du signal en temps. L'échantillonnage initial est de $2 \cdot B$. En revenant à une fréquence d'échantillonnage égale à B le nombre de point est divisé par deux sans perte d'information utile. (Une fréquence d'échantillonnage fixe alors que la fréquence du signal varie explique l'allure des signaux)



ANNEXE 2 : PROPAGATION DANS L'IONOSPHERE

I. MODELISATION

Les modèles permettant d'effectuer des calculs analytiques ne prennent pas en compte le champ magnétique terrestre. L'atmosphère est alors un milieu isotrope faiblement inhomogène [3].

I.1 INDICE DU MILIEU

L'ionosphère est considérée comme un plasma froid, c'est-à-dire que l'agitation des charges est majoritairement due aux champs électromagnétiques appliqués et non à l'agitation thermique [3][4].

Les mouvements engendrés par une onde électromagnétique traversant l'ionosphère sont liés à l'inertie des particules. La masse des ions est au moins mille fois supérieure à celle des électrons. Il est donc possible de négliger l'effet des ions sur la propagation des ondes [3].

Considérons un volume V de plasma, traversé par une onde électromagnétique. Les électrons vont être animés d'un certain mouvement qui en négligeant l'effet du champ magnétique sera régi par :

$$m \cdot \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + R_e \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = q \cdot \vec{E} \quad 1.6$$

avec m la masse de l'électron, q la charge d'un électron, r le déplacement moyen d'un électron, et E le champ appliqué. R_e est donné par 1.7. Il représente, sous la forme d'un frottement, les collisions des électrons avec les ions. ν est le nombre de collisions par seconde.

$$R_e = m \cdot \nu \quad 1.7$$

Le champ E est de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - kr)} \quad 1.8$$

En reliant la vitesse des électrons à la polarisation diélectrique P [5] nous avons :

$$\vec{P} = \frac{1}{i \cdot \nu - \omega^2} \cdot \frac{N \cdot q^2}{m} \cdot \vec{E} \quad 1.9$$

avec N le nombre d'électrons dans V et ω la pulsation de E .

Nous identifions dans 1.9 la susceptibilité électrique et nous trouvons la permittivité relative ϵ_r sous la forme condensée :

$$\begin{aligned}\varepsilon_r = n^2 &= 1 - \frac{X}{1 - iZ} \\ X &= \frac{N \cdot q^2}{\varepsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2} \\ Z &= \frac{v}{\omega}\end{aligned}\tag{1.10}$$

où n est l'indice du milieu, X et Z des grandeurs réduites introduites par Appleton.

Selon 1.10 l'ionosphère peut être considérée comme un diélectrique avec des pertes dues aux collisions (terme complexe iZ). C'est un milieu dispersif puisque n est une fonction de ω .

Par la suite, nous nous intéressons exclusivement à la propagation dans les couches E et F, dans ces conditions les collisions peuvent être ignorées [4]. Nous avons alors :

$$\varepsilon_r = n^2 = 1 - X \tag{1.11}$$

Dans ces conditions, il est possible de définir, pour une onde plane se propageant dans l'ionosphère, la vitesse de phase V_ϕ et la vitesse de groupe V_g :

$$\begin{aligned}V_g &= c_0 \cdot \sqrt{1 - x} = c_0 \cdot n \\ V_\phi &= \frac{c_0}{\sqrt{1 - x}} = \frac{c_0}{n}\end{aligned}\tag{1.12}$$

I.2 SONDAGE VERTICAL ET IONOGRAMME

Une donnée facile d'accès pour connaître l'ionosphère sur une zone est le sondage vertical.

Si nous reprenons 1.11, nous constatons que n s'annule pour $X=1$. La fréquence particulière f_c pour laquelle $X=1$ (1.13) est appelée fréquence critique.

$$f_c = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{N_{\max} \cdot q^2}{m \cdot \varepsilon_0}} \tag{1.13}$$

Si N est compté en million par centimètre cube et f_c en MHz nous avons :

$$f_c = 9 \cdot \sqrt{N_{\max}} \tag{1.14}$$

Cette fréquence critique joue un rôle analogue à celui de la fréquence de coupure d'un guide d'onde [6]. Pour les fréquences f inférieures à f_c , il n'y a pas propagation dans l'ionosphère (elle se comporte comme un réflecteur). Comme dans un guide pour $f > f_c$, la vitesse de phase est plus grande que c_0 , puisque n est inférieur à 1.

Si l'ionosphère est éclairée à la verticale avec un radar à une fréquence $f < f_c$, il suffit selon 1.1 de mesurer le retard pour savoir à quelle distance a eu lieu la réflexion. Les sondeurs verticaux fonctionnent selon ce principe.

Lorsque la fréquence de l'onde émise se rapproche de f_c , celle-ci pénètre dans l'ionosphère et le temps de trajet (donc la distance) augmente. Il est ainsi possible de tracer un ionogramme figure I.6 représentant les altitudes de réflexion en fonction de la distance.

L'ionogramme n'est cependant pas l'image exacte de la structure de l'ionosphère. Selon 1.11 et 1.12, la vitesse de l'onde dans l'ionosphère dépend de X . Pour appliquer correctement la relation qui relie le retard et la distance (1.1), il faudrait connaître pour toutes les altitudes la fréquence plasma or c'est justement ce que nous cherchons.

Les calculs sont faits comme si l'onde se propageait dans l'air libre. Les distances calculées avec 1.1 sont supérieures aux distances réelles puisque l'indice de réfraction de l'ionosphère est inférieur à 1, ce sont des hauteurs virtuelles.

Aux fréquences critiques, la hauteur virtuelle de chaque couche tend vers l'infini car V_g est nulle.

À partir d'un ionogramme, il est possible de trouver le profil de densité électronique (Fig.I.7). Citons le logiciel POLAN (POLynomial ANALysis program) qui permet à partir de N points de mesure de trouver un polynôme de degré N représentant le profil réel de densité électronique. [7] donne plus de détails au sujet du problème d'analyse de la hauteur réelle.

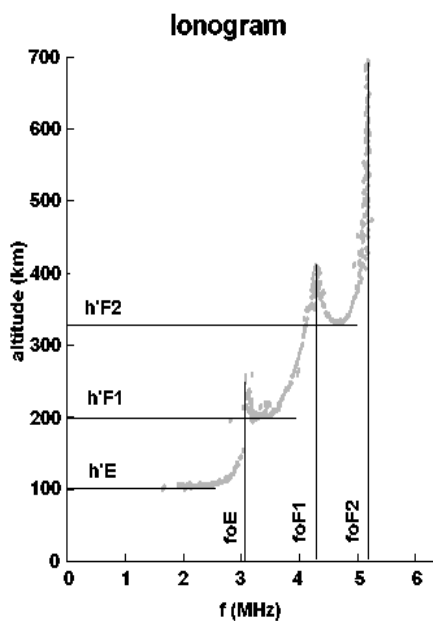
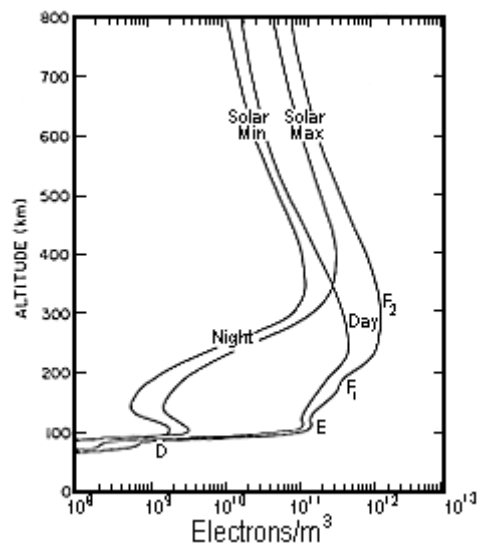


Fig. I.7 : Exemple de profil de densité électronique de jour et de nuit au maximum ou au minimum de l'activité solaire.



I.3 MODELE MQP

Les connaissances acquises par sondages ont permis de dégager de nombreux modèles. Le modèle MQP a un intérêt pratique, puisqu'il permet la simplification des calculs pour le tracé de rayons.

Dans ce modèle [8][4][9], les couches sont représentées par des segments quasi-paraboliques (QP) directs définis par 1.15

$$f_p^2(r) = f_c^2 \cdot \left(1 - \frac{r - r_m^2}{y_m}\right)^2 \cdot \left(\frac{r_b}{r}\right)^2 \quad 1.15$$

où f_p est la fréquence plasma à la distance r comptée à partir du centre de la terre, r_b est la distance du bas de la couche, r_m la distance du maximum de densité de la couche et y_m la demie épaisseur de la couche.

La liaison entre chaque couche QP est donnée par la même équation, mais avec un signe + (couche QP inverse).

Il est possible de tracer un profil de densité complet en combinant des couches QP directes et des couches inverses.

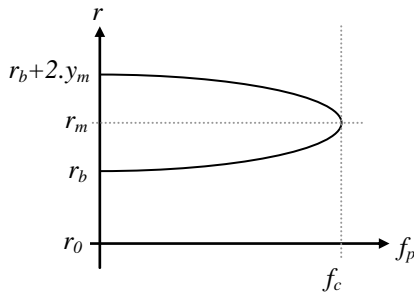


Fig.I.8.a : Allure d'un segment QP direct représentant les couches.

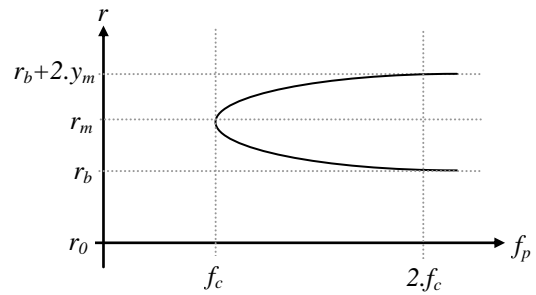


Fig.I.8.b : Allure d'un segment QP inverse représentant les liaisons entre les couches

I.4 TRACE DE RAYONS

Intéressons nous, maintenant, au transport de l'énergie. L'ionosphère est un milieu non homogène puisque ϵ_r varie en fonction de l'altitude. Cependant sa variation est lente [3][4][5]. Il est alors possible de considérer que ϵ_r est localement constant.

Nous faisons l'hypothèse simplificatrice suivante : la densité électronique (donc la fréquence critique) varie uniquement en fonction de l'altitude.

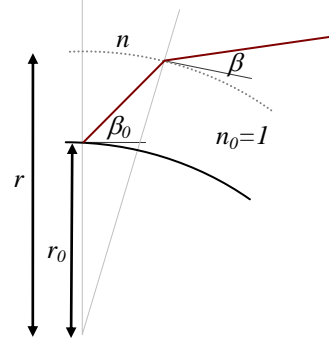
Comme le champ magnétique terrestre est négligé, l'ionosphère est isotrope et la direction de propagation de l'énergie \vec{S} est la même que la direction de propagation de la phase \vec{k} .

Le problème revient donc au calcul de la trajectoire d'une onde à travers un milieu formé par une multitude de dioptries dont l'indice des milieux est donné par 1.11 (Fig.I.9). Il est possible d'appliquer la loi de Bouguer (1.16) qui correspond à la loi de Snell-Descartes mais dans un problème à symétrie sphérique.

$$n \cdot r \cdot \cos(\beta) = n_0 \cdot r_0 \cdot \cos(\beta_0) \quad 1.16$$

où n est l'indice au point considéré, r la distance comptée à partir du centre de la terre, β l'angle formé par la direction de propagation de l'énergie (rayon) et la perpendiculaire à un rayon de la terre. L'indice n_0 indique le point initial (au sol).

Fig.I.9 Illustration de la loi de Bouguer. La formule tient compte de la variation de β due à n et la variation due à la courbure de la terre.



Le calcul de la trajectoire du rayon revient au calcul de D , la distance au sol parcourue par le rayon en fonction de l'altitude [10]. Dans le système de coordonnées polaires, nous avons (r_0 est le rayon de la terre) :

$$D = r_0 \cdot \theta \quad 1.17$$

Ainsi il faut trouver θ pour tout r . D'après la figure I.10, nous avons :

$$\begin{aligned} \tan(\beta) &= \frac{dr}{r \cdot d\theta} \\ \frac{d\theta}{dr} &= \frac{1}{r \cdot \tan(\beta)} = \frac{\cos(\beta)}{r \cdot \sqrt{1 - \cos^2(\beta)}} \end{aligned} \quad 1.18$$

En introduisant 1.16 dans 1.18 nous avons (avec $n_0=1$) :

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dr} &= \frac{r_0 \cdot \cos(\beta)}{r \cdot \sqrt{n^2 \cdot r^2 - r_0^2 \cdot \cos^2(\beta_0)}} \\ \theta(r) &= \int_{r_0}^r \frac{r_0 \cdot \cos(\beta_0)}{r \cdot \sqrt{n^2 \cdot r^2 - r_0^2 \cdot \cos^2(\beta_0)}} dr \end{aligned} \quad 1.19$$

L'intégrale $\theta(r)$ possède une solution analytique.

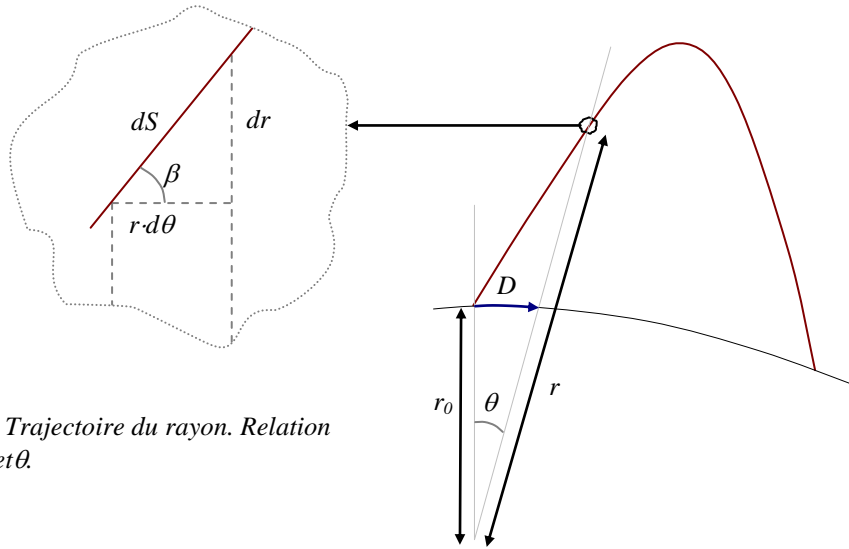


Fig.I.9 : Trajectoire du rayon. Relation entre β et θ .

Lorsqu'il y a réflexion à l'altitude r_0 , la borne supérieure de l'intégrale doit être ramenée à r_0 . Le reste du rayon est obtenu par symétrie.

II. INCLUSION DU CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE

La prise en compte du champ magnétique complique considérablement les calculs. L'ionosphère devient un milieu anisotrope. Comme dans le cas isotrope, il est toutefois possible de définir un indice du milieu et de réaliser des tracés de rayons.

Notons \vec{B}_0 le champ magnétique terrestre. Il est commode de décomposer \vec{B}_0 en \vec{B}_T , composante transversale par rapport au vecteur d'onde \vec{k} , et \vec{B}_L , composante longitudinale (Fig.I.11). θ est l'angle entre \vec{k} et \vec{B}_0 .

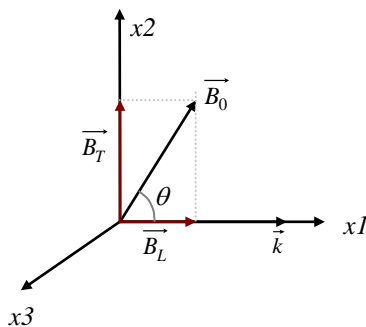


Fig.I.11 : Position relative du vecteur d'onde et du champ magnétique terrestre. x_2 est la direction de la propagation de la phase, le champ magnétique est dans le plan x_2 - x_3 et le plan x_1 - x_3 contient le plan d'onde.

Les électrons libres de l'ionosphère vont décrire des hélicoïdes autour de \vec{B}_0 . Ils résultent de la composition de deux mouvements : une rotation autour du champ magnétique et une translation due à la composante perpendiculaire de la vitesse par

rapport à \vec{B}_0 [4][5]. La fréquence angulaire de ce mouvement est notée ω_H (1.20), f_H est la gyrofréquence, elle est de l'ordre de 1 MHz et Y la valeur réduite associée :

$$\begin{aligned}\omega_H &= 2 \cdot \pi \cdot f_H = |q| \frac{B_0}{m} \\ Y &= \frac{f_H}{f} \\ Y_L &= Y \cos(\theta) \\ Y_T &= Y \sin(\theta)\end{aligned}\tag{1.20}$$

II.1 INDICE DU MILIEU

Suivant la même démarche qu'au paragraphe 11.2.1 et avec l'équation du mouvement 1.21, nous trouvons \vec{E} en fonction de \vec{P} .

$$\vec{E} \cdot q + q \cdot \frac{\partial r}{\partial t} \times \vec{B}_0 = m \cdot \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + m \cdot v \cdot \frac{\partial r}{\partial t}\tag{1.21}$$

La susceptibilité électrique est alors une matrice de dimension 3×3 . ρ est la polarisation de l'onde (1.22) [9]. En utilisant la relation entre E et P , en négligeant les collisions, nous avons :

$$\begin{aligned}X \cdot \varepsilon_0 \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ E_{x3} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & i \cdot Y_T \\ 0 & -1 & -i \cdot Y_L \\ -i \cdot Y_T & i \cdot Y_L & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_{x1} \\ P_{x2} \\ P_{x3} \end{pmatrix} \\ \rho &= \frac{P_{x3}}{P_{x2}} = \frac{i}{2 \cdot Y_L} \cdot \left(\frac{Y_T^2}{1-X} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X)^2} + 4 \cdot Y_L^2} \right)\end{aligned}\tag{1.22}$$

Selon 1.22 il existe seulement deux ondes caractéristiques pouvant se propager dans ce milieu. Ce sont le mode ordinaire (signe -) et le mode extraordinaire (signe +) ou le mode gauche (signe +) et le mode droite (signe -).

Il est possible, en utilisant E_{x2} et ρ dans 1.22, de trouver ε_r :

$$\begin{aligned}\varepsilon_r = n^2 &= 1 - \frac{X}{1 + i \cdot Y_L \cdot \rho} \\ n^2 &= 1 - \frac{2 \cdot X \cdot (1-X)}{2 \cdot (1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4 \cdot (1-X)^2 \cdot Y_L^2}}\end{aligned}\tag{1.23}$$

1.23 est la formule de l'indice de réfraction d'Appleton-Hartree. L'anisotropie se trouve dans le fait que l'indice dépend de la position relative de \vec{k} par rapport à \vec{B}_0 . Nous retrouvons les deux modes de propagation mais avec une inversion de signe.

Modes

Selon 1.23 en propagation transversale ($\theta=90^\circ$) nous avons :

$$\varepsilon_r = 1 - X\tag{1.24}$$

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{X \cdot (1 - X)}{1 - X - Y^2} \quad 1.25$$

Pour le mode décrit par l'équation 1.24, ε_r est identique, qu'il y ait ou non le champ magnétique terrestre (cf. 1.11), d'où le nom de mode ordinaire. Pour 1.25, la forme de ε_r diffère, c'est le mode extraordinaire.

En propagation longitudinale, nous avons $\theta=0^\circ$. Ainsi, $\rho=\pm i$. Une onde polarisée rectilignement se dédouble en une onde de polarisation circulaire droite et une autre de polarisation circulaire gauche. À la sortie de l'ionosphère, l'onde est de nouveau en polarisation rectiligne, mais le plan de polarisation a changé, car l'onde droite et l'onde gauche ne se propagent pas à la même vitesse dans l'ionosphère.

II.2 TRACE DE RAYONS

Contrairement au cas isotrope, il n'est plus possible de trouver une solution analytique pour la trajectoire de l'énergie. De plus l'énergie ne se déplace plus dans la même direction que la phase. Il faut utiliser le lien entre la surface des indices et la direction de propagation de l'énergie.

Surface des indices

Considérons un point O de l'ionosphère de coordonnées $(x1, x2, x3)$. À l'instant t_0 le front d'onde (surface d'égale phase du champ) d'une onde plane passe par O . \vec{N} est un vecteur colinéaire au vecteur d'onde qui a pour module l'indice du milieu (1.21 ou 1.23).

Donnons maintenant toutes les directions possibles au vecteur d'onde. L'extrémité de \vec{N} décrit alors une surface appelée surface des indices [10]. Il est facile de voir que, dans le cas isotrope, la surface des indices est une sphère (Fig.I.12.a) car n est constant quelle que soit la direction de \vec{k} . Par contre, dans le cas anisotrope, la surface des indices est un ellipsoïde (Fig.I.12.b) : n varie en fonction de θ , la direction de \vec{B}_0 est un axe de symétrie. Dans ces conditions, la surface d'indice est de révolution autour de \vec{B}_0 [3].

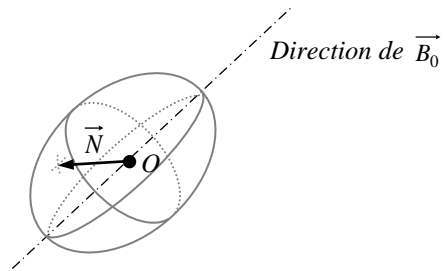
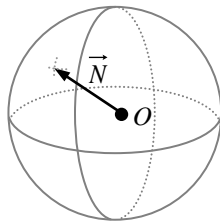


Fig.I.12.a : Surface des indices dans le cas isotrope. Fig.I.12.b : Surface des indices dans le cas anisotrope.

Propagation de l'énergie [9][3]

La direction de propagation de l'énergie (direction du vecteur de Poynting moyen \vec{P}) est normale à la tangente de la surface des indices. La direction du vecteur d'onde est la normale à la tangente au front d'onde.

Dans le cas isotrope (Fig.I.13), la direction de vecteur d'onde est confondue à la direction de propagation de l'énergie, dans le cas anisotrope, les directions diffèrent (Fig.I.14).

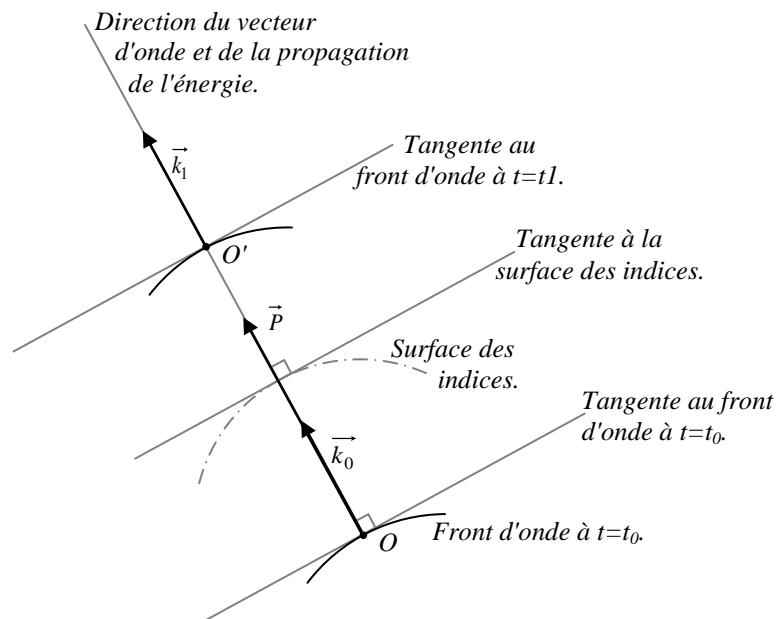


Fig.I.13 : Cas isotrope. A t_0 le front d'onde passe en O. Les tangentes au front d'onde et à la surface des indices sont parallèles. Les directions de propagation de l'énergie et du vecteur d'onde sont confondues. À $t=t1$ le front d'onde passe par O'. En ce point le nouveau vecteur d'onde \vec{k}_1 a la même direction que le vecteur d'onde \vec{k}_0 . Le rayon passe par le segment [OO'].

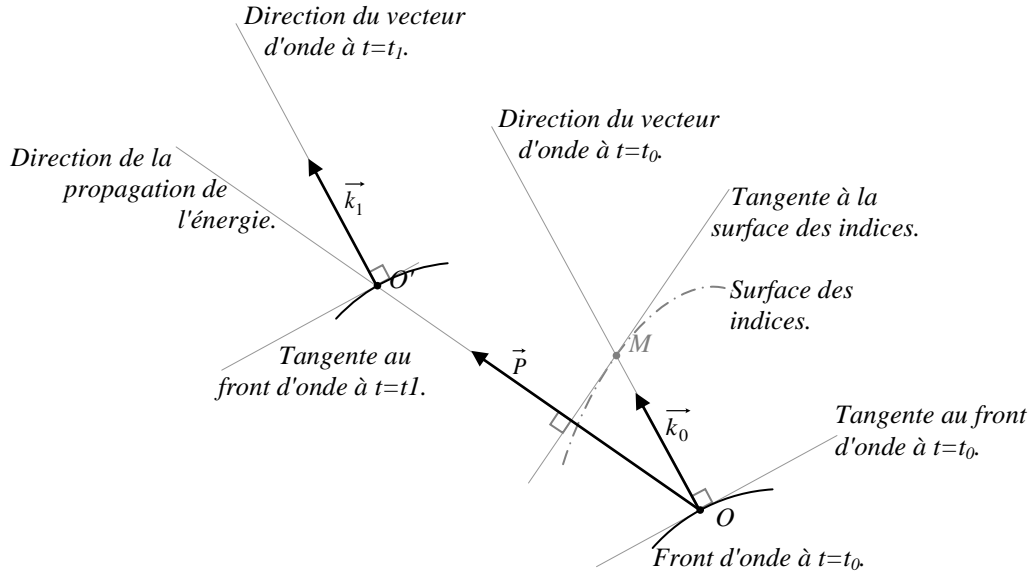


Fig.I.14 :Cas anisotrope. À t_0 le front d'onde passe en O . La normale en O à la tangente au front d'onde est le support de \vec{k}_0 et coupe la surface des indices en M . On trace la tangente à la surface des indices en M . La direction de propagation de l'énergie est perpendiculaire à cette tangente et passe par O . Elle est le support de \vec{P} . À $t=t_1$ le front d'onde passe par O' . En ce point le nouveau vecteur d'onde \vec{k}_1 a la même direction que le vecteur d'onde \vec{k}_0 . Le rayon passe par le segment $[OO']$.

La trajectoire de la propagation de l'énergie est régie par un ensemble d'équations différentielles du premier ordre. Il n'y a pas de solution analytique. Nous utiliserons une méthode d'intégration numérique qui sera détaillée dans la seconde partie.

Il est possible de calculer l'angle entre le vecteur d'onde et le rayon. Dans la configuration de la figure I.15 nous avons :

$$\tan(\psi) = \frac{dn}{n \cdot d\theta} = \frac{1}{2 \cdot n^2} \cdot \frac{d}{d\theta} \cdot n^2 \quad 1.26$$

En utilisant 1.23 nous trouvons :

$$\begin{aligned} \tan(\psi) &= \frac{1}{2} \cdot \frac{n_{\pm}^2 - 1}{\pm \Delta} \cdot \frac{Y^2 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta)}{1 - X} \\ \Delta &= \sqrt{\frac{Y^2 \cdot \sin^2(\theta)}{2 \cdot (1 - X)} + Y^2 \cdot \cos^2(\theta)} \end{aligned} \quad 1.27$$

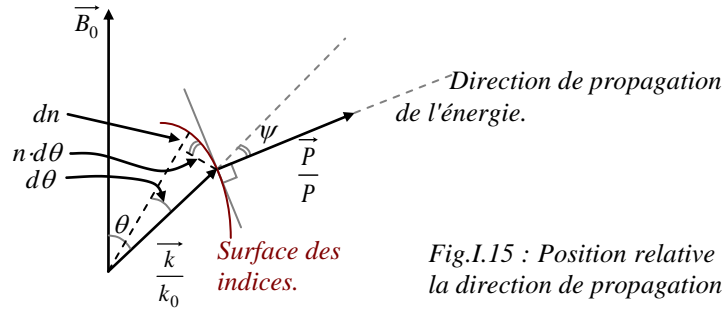


Fig.I.15 : Position relative du vecteur d'onde et de la direction de propagation de l'énergie [3].

Notons, pour finir, que d'après 1.27 la direction de propagation sera identique au cas isotrope ($\psi=0$) si $\theta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ou 270° .

II.3 ORIENTATION DU CHAMP MAGNETIQUE

Le champ magnétique terrestre est couramment décomposé en deux composantes. L'une est à variation rapide (champ de variation) et l'autre est à variation lente (champ moyen). Nous négligeons les effets du champ de variation. Dans ces conditions il est possible de modéliser la distribution du champ magnétique terrestre par celle d'un petit aimant ou celle d'un dipôle de GAUSS.

Nous utilisons le résultat classique du dipôle de GAUSS [3] en ne gardant que la dépendance en θ :

$$\vec{B}_0 = B_{00} \cdot (2 \cdot \sin(\Phi) \cdot \vec{u}_\theta + \cos(\Phi) \cdot \vec{u}_r) \quad 2.43$$

où B_{00} est la valeur du champ à l'équateur géomagnétique pour une certaine altitude et Φ la latitude géomagnétique. \vec{u}_θ et \vec{u}_r sont les vecteurs unitaires sur θ et r en coordonnées géomagnétiques.

L'allure des lignes de champ magnétique est donnée à la figure II.16. La position du pôle nord magnétique change au cours du temps. En 2004, il se situe en ($93,2^\circ\text{N}$; $293,4^\circ\text{E}$). Ce pôle nord magnétique est en réalité un pôle sud physique.

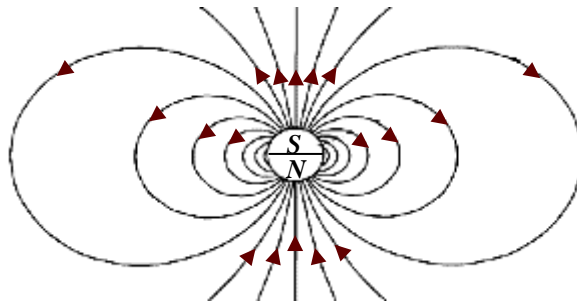


Fig.II.16 : Allure des lignes de champ magnétique.

III. EQUATION DU RAYON

La géométrie décrite dans la partie ci-dessus doit être traduite en équation. Nous avons défini la surface des indices Σ_n ; introduisons maintenant la surface des vitesses Σ_v . \vec{V}_r est la vitesse du rayon (porté par la direction de propagation de l'énergie), lorsque le vecteur d'onde \vec{k} prend toutes les orientations possibles l'extrémité de \vec{V}_r décrit Σ_v [3][9].

Nous définissons deux fonctions $G(x, N)$ et $F(x, V)$ (x est la position dans l'espace, N et V sont les modules de \vec{N} et de \vec{V}_r). Σ_v et Σ_n sont définies respectivement par $F(x, V) = 1$ et $G(x, N) = 1$. Par définition, F et G sont homogènes de premier degré en V et N . Nous avons :

$$\begin{aligned} G(r, N) &= N \cdot \frac{\partial G}{\partial N} \\ F(r, V) &= V \cdot \frac{\partial F}{\partial V} \\ \vec{N} \bullet \vec{V} &= c \\ F \cdot G &= 1 \end{aligned} \quad 2.31$$

Nous savons que (cf. partie I § II.3.2) \vec{V}_r est normal à Σ_n et que \vec{N} est normal à Σ_v , d'où avec 2.31 :

$$\begin{aligned} N &= \frac{c}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial V} \\ V &= \frac{c}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial N} \end{aligned} \quad 2.32$$

Ainsi, il est possible de relier les dérivées temporelles et les dérivées spatiales.

Les propriétés de la phase de l'onde électromagnétique dans un milieu faiblement non homogène conduisent à :

$$\vec{rot}(\vec{N}) = 0 \quad 2.33$$

Toutes ces considérations conduisent à écrire (équations canoniques du mouvement) :

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= c \frac{\partial G}{\partial N_i} \\ \frac{\partial N_i}{\partial t} &= -c \frac{\partial G}{\partial x_i} \end{aligned} \quad 2.34$$

où les N_i sont les composantes de \vec{N} et les x_i les coordonnées (x_1, x_2, x_3). t représente une variable indépendante.

2.34 représente les équations canoniques de la trajectoire.

Haselgrove propose (2.35) une écriture de 2.34 en coordonnées sphériques, plus proche de la symétrie du système.

$$\begin{aligned}
 \frac{dr}{dt} &= \frac{\partial G}{\partial N_r} \\
 \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\theta} \\
 \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{1}{r \cdot \sin(\theta)} \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\varphi} \\
 \frac{dN_r}{dt} &= -\frac{\partial G}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot N_\theta \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\theta} + \frac{1}{r} \cdot N_\varphi \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\varphi} \\
 \frac{dN_\theta}{dt} &= \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial G}{\partial \theta} - N_\varphi \cdot \frac{\partial G}{\partial N_r} + \cot(\theta) \cdot N_\varphi \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\varphi} \right) \\
 \frac{dN_\varphi}{dt} &= \frac{1}{r \cdot \sin(\theta)} \left(-\frac{\partial G}{\partial \varphi} - N_\theta \cdot \sin(\theta) \cdot \frac{\partial G}{\partial N_r} + \cot(\theta) \cdot N_\varphi \cdot \frac{\partial G}{\partial N_\theta} \right)
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

où t est une variable indépendante.

C'est ce jeu d'équations différentielles du premier ordre qu'il faut intégrer. Les trois premières permettent de trouver les coordonnées du rayon et les trois dernières l'orientation du vecteur \vec{k} . Les membres de droite sont connus puisqu'en tout point de l'espace, il est possible de calculer l'indice et donc G à l'aide de la formule d'Appleton-Hartree.

ANNEXE 3 : REPERES GEOMAGNETIQUE ET GEOGRAPHIQUE.

Les coordonnées géomagnétiques sont les colatitude et longitude du point comptées à partir du pôle. Ces coordonnées ne sont pas très lisibles car (Fig.II.15) il ne s'agit pas d'un simple décalage. L'orientation de l'équateur et des méridiens change.

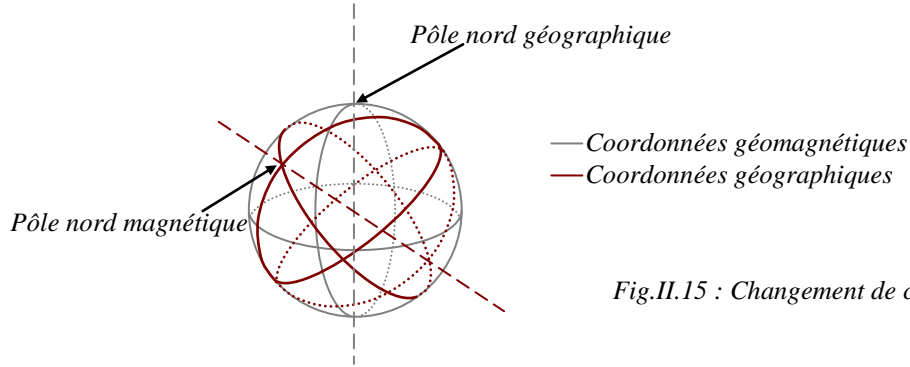


Fig.II.15 : Changement de coordonnées

Nous voulons permettre à l'utilisateur de visualiser les rayons en coordonnées géographiques. De plus, pour faire des calculs de distance de manière simple, nous préférons revenir en coordonnées géographiques.

C'est l'utilisateur qui définit la position du pôle nord magnétique. À partir de la latitude Nord lat et de la longitude Est $long$ du pôle, il est possible revenir aux coordonnées géographiques en opérant deux rotations [9] :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = R4 \cdot R3 \cdot \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix}$$

$$R4 = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\pi}{2} - lat) & 0 & \sin(\frac{\pi}{2} - lat) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\frac{\pi}{2} - lat) & 0 & \cos(\frac{\pi}{2} - lat) \end{bmatrix} \quad 2.42$$

$$R3 = \begin{bmatrix} \cos(2 \cdot \pi - long) & \sin(2 \cdot \pi - long) & 0 \\ -\sin(2 \cdot \pi - long) & \cos(2 \cdot \pi - long) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

où (x', y', z') sont les coordonnées cartésiennes géomagnétiques, (x, y, z) sont les coordonnées cartésiennes géographiques, $R4$ la matrice de passage d'une rotation en latitude et $R3$ la matrice de passage d'une rotation en longitude.

ANNEXE 4 : ALGORITHME DE RUNGE-KUTTA ET REPRESENTATION ALGORITHMIQUE DU PROGRAMME DE TRACE DE RAYONS

I. L'algorithme de Runge et Kutta

I.1 Principe

Les équations à intégrer sont de la forme :

$$\frac{dy_i(x)}{dx} = f_i(x, y_1, \dots, y_n) \quad 1$$

où la fonction f_i est connue, et x une variable indépendante.

La méthode consiste à propager la solution à partir d'un point x_0 .

En x_0 les $y_i(x_0)$ sont connus, il est possible de calculer la dérivée en ce point. Au premier ordre, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} x_1 = x_0 + dx \\ y_i(x_1) = y_i(x_0) + dy_i = y_i(x_0) + \left. \frac{dy_i(x)}{dx} \right|_{x_0} dx \end{cases} \quad 2$$

Posons $dx = h$, nous avons :

$$y_i(x_1) = y_i(x_0) + hf(x_0, y_1(x_0), \dots, y_n(x_0)) \quad 3$$

D'où la forme générale d'Euler :

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n) \quad 4$$

où h est le pas d'intégration.

Afin de réduire l'erreur propagée, Runge et Kutta proposent d'évaluer la forme d'Euler en plusieurs points intermédiaires. L'intervalle h est divisé en N points afin de calculer N couples $[x, y]$. Ces couples sont utilisés pour évaluer y_{n+1} .

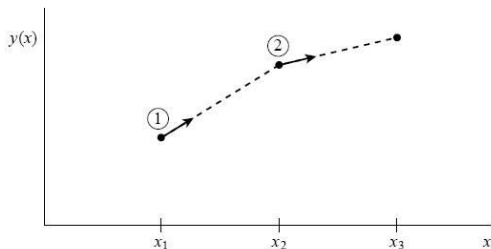


Fig. 1 : Méthode d'Euler [source : (74)].

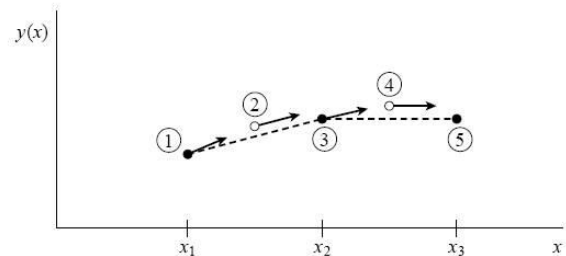


Fig. 2: Méthode de Runge et Kutta d'ordre 2. Les dérivées sont évaluées au point 3. Puis les résultats au point 3 sont utilisés pour évaluer les dérivées au point 2. La fonction est alors calculée au point 3 en utilisant les dérivées au point 2 [source : (74)].

Par exemple, si $N = 2$, nous aurons :

$$\begin{cases} k_1 = hf(x_n, y_n) \\ k_2 = hf\left(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1\right) \\ y_{n+1} = y_n + k_2 + \varepsilon \end{cases} \quad 5$$

où ε est une erreur d'ordre trois, alors que l'erreur de la forme d'Euler est d'ordre deux.

Ainsi, il y a un calcul sur le pas entier (k_1) qui permet d'évaluer dy/dx au milieu du pas (k_2). Le point final est obtenu avec les dérivées calculées au point milieu.

Nous utilisons cette méthode à l'ordre six. Cependant le résultat est d'ordre cinq, l'ordre « supplémentaire » étant utilisé pour évaluer l'erreur et adapter le pas. L'idée consiste à évaluer dy/dx sur des grands pas et des petits pas afin de faire une comparaison. Cette comparaison indique si le pas est trop grand ou trop petit.

Nous avons donc :

$$\begin{aligned} k_1 &= hf(x_n, y_n) \\ k_2 &= hf(x_n + a_2h, y_n + b_{21}k_1) \\ &\dots \\ k_6 &= hf\left(x_n + a_6h, y_n + \sum_{p=1}^5 b_{6p}k_p\right) \end{aligned} \quad 6$$

La nouvelle valeur de y est :

$$y_{n+1} = y_n + \sum_{p=1}^6 c_p^* k_p + \varepsilon \quad 7$$

où ε est une erreur d'ordre 6.

L'erreur est donnée par :

$$\Delta = y_{n+1} - y_n - \sum_{p=1}^6 c_p k_p - \varepsilon \quad 8$$

où ε est une erreur d'ordre 5.

Les coefficients a, b, c et c^* sont tabulés. De plus, un des coefficients c_p et deux des coefficients c_p^* sont nuls.

i	a_i	b_{ij}					c_i	c_i^*
1							$\frac{37}{378}$	$\frac{2825}{27648}$
2	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$					0	0
3	$\frac{3}{10}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{9}{40}$				$\frac{250}{621}$	$\frac{18575}{48384}$
4	$\frac{3}{5}$	$\frac{3}{10}$	$-\frac{9}{10}$	$\frac{6}{5}$			$\frac{125}{594}$	$\frac{13525}{55296}$
5	1	$-\frac{11}{54}$	$\frac{5}{2}$	$-\frac{70}{27}$	$\frac{35}{27}$		0	$\frac{277}{14336}$
6	$\frac{7}{8}$	$\frac{1631}{55296}$	$\frac{175}{512}$	$\frac{575}{13824}$	$\frac{44275}{110592}$	$\frac{253}{4096}$	$\frac{512}{1771}$	$\frac{1}{4}$
$j =$		1	2	3	4	5		

Fig. 3 : Coefficients de la méthode Runge et Kutta [source : (76)].

I.2 Pas adaptatif

Le pas est classiquement mis à jour à l'aide de la formule suivante :

$$h_{idéal} = h_{courant} \left| \frac{\Delta_{demandée}}{\Delta_{courante}} \right|^{0,2} \quad 9$$

Toutefois, il est souhaitable que l'adaptation du pas soit différente selon que le pas idéal est plus grand ou plus petit que le pas courant.

Ainsi, nous avons :

$$h_{idéal} = \begin{cases} h_{courant} \left| \frac{\Delta_{demandée}}{\Delta_{courante}} \right|^{0,2} & \text{si } \Delta_{demandée} \geq \Delta_{courante} \\ h_{courant} \left| \frac{\Delta_{demandée}}{\Delta_{courante}} \right|^{0,25} & \text{si } \Delta_{demandée} < \Delta_{courante} \end{cases} \quad 10$$

Notons que l'erreur $\Delta_{demandée}$ n'est pas définie par l'utilisateur. Elle n'a pas une valeur fixe. Elle est une fraction de y . Ainsi, $\Delta_{demandée} = \alpha y$. L'utilisateur ne choisit que le paramètre α .

De plus, nous calculons sept valeurs de l'erreur $\Delta_{courante}$ (une pour chaque équation). Ainsi, l'erreur courante est la plus grande des erreurs. Et $\Delta_{demandée}$ est une fraction de l'équation ayant la plus grande erreur.

II. Organisation du programme

II.1 Éléments du programme

Le programme peut se découper en trois éléments (concrètement trois bibliothèques) : outils, corps et entrées/sorties. Pour plus de lisibilité, le principe de programmation est détaillé sous forme d'algorithme ; la représentation UML se trouve en annexe 4.

II.1.a Les outils

• Principe

Prenons comme exemple un vecteur. Sa construction se fait en le décomposant en objets simples, chaque objet possède ses propres variables et ses propres méthodes.

Ainsi, l'objet le plus simple est une structure de coordonnées. Elle est constituée de trois variables $x1$, $x2$ et $x3$. La structure de coordonnées, comme toutes les autres classes, possède des méthodes permettant de lire, d'affecter et d'afficher ses variables. Les variables ne sont accessibles qu'en utilisant ces méthodes

Une structure de coordonnées est l'un des deux objets de la classe *Point*. Un objet de type *Point* dispose aussi, d'une variable indiquant dans quel système de coordonnées (sphérique, cartésien, géomagnétique, etc.) il est exprimé.

La classe *Point* peut s'initialiser de six manières différentes (initialisation de $x1$ uniquement, initialisation du système de coordonnées uniquement, etc.). Ainsi, cette classe possède six constructeurs.

La méthode la plus importante de la classe point est celle permettant de changer de système de coordonnées. Elle est construite comme suit :

FAIRE

Comparer l'ancien et le nouveau système de coordonnées

SI les systèmes sont identiques

Ne rien faire

SINON

Calculer les coordonnées cartésiennes géographiques

Calculer les coordonnées dans le nouveau système de coordonnées

Actualiser la variable système de coordonnées

FIN SI

FIN FAIRE

Un *Point* est l'un des trois objets de la classe *Vecteur*. En effet, un vecteur consiste en un point d'application, des composantes (une structure de coordonnées) et un système de représentation (sphérique géomagnétique, cartésien géographique, etc.).

La classe *Vecteur* possède des constructeurs et des méthodes d'entrées/sorties adéquats. Les méthodes les plus importantes de la classe permettent de changer de point d'application ou de changer de système de représentation.

Le changement de système de représentation se fait de la manière suivante :

FAIRE

Comparer l'ancien et le nouveau système de représentation

SI les systèmes sont identiques

Ne rien faire

SINON

Lire le système de coordonnées du point d'application

SI le système de coordonnées n'est pas cartésien géographique

Stocker le système de coordonnées

Demander un changement de système à l'objet point

FIN SI

Calculer le vecteur en représentation cartésienne géographique

Calculer le vecteur dans le nouveau système de représentation

Actualiser la variable système de représentation

Demander le rétablissement du système à l'objet point

FIN SI

FIN FAIRE

Le changement de point d'application se fait de la manière suivante :

FAIRE

Lire le système de coordonnées du nouveau point d'application

SI le système de coordonnées n'est pas cartésien géographique

Stocker le système de coordonnées

Demander un changement de système à l'objet point

FIN SI

Lire le système de coordonnées du point d'application courant

SI le système de coordonnées n'est pas cartésien géographique

Stocker le système de coordonnées

Demander un changement de système à l'objet point

FIN SI

Lire de système de représentation du vecteur

SI le système de représentation n'est pas cartésien géographique

Stocker le système de représentation

Changer de système de représentation du vecteur

FIN SI

Effectuer le changement de point d'application

Rétablir l'ancien système de représentation du vecteur

Rétablir le système de coordonnées du nouveau point d'application.

FIN FAIRE

• Les outils développés

En plus de la classe *Vecteur*, nous avons une classe *Terre*. Elle est composée du champ magnétique terrestre (objet de type vecteur) et du pôle nord magnétique (objet de type structure de coordonnées).

À ceci, s'ajoutent de nombreuses structures comme l'indice, les variables d'Appleton et Hartree, etc.

Notons que les structures disposent de méthodes permettant d'effectuer des opérations de base.

II.1.b L'intégrateur

Nous n'avons mis en œuvre qu'une méthode d'intégration. Nous pensons que les limitations de la simulation proviennent, principalement, d'un manque de modèle pour les irrégularités d'ionisation. Le choix d'une technique d'intégration particulière est, dans notre cas, un problème accessoire.

L'intégrateur programmé est de type Runge et Kutta d'ordre 6 ; il est associé aux équations hamiltoniennes du rayon. Il est possible de faire avancer le rayon d'un (ou plusieurs) pas fixe, d'un (ou plusieurs) pas adaptatif, ou jusqu'à un certain point.

La méthode fondamentale permet de calculer le point suivant du rayon. Cependant, elle est très simple. Il s'agit, uniquement, de demander à la classe modèle de calculer l'indice et les dérivées de l'indice puis d'appliquer les formules de Runge et Kutta.

La méthode la plus importante de l'intégrateur est celle mettant en œuvre un pas adaptatif. Elle est assez complexe, mais peut être simplifiée comme suit :

FAIRE

Sauvegarder les données du rayon

SI le pas est négatif

Restituer les données du rayon

Générer un message d'erreur

FIN SI

SI la précision n'est pas définie par l'utilisateur

Définir la précision à l'aide des dérivées des fonctions à intégrer

FIN SI

FAIRE TANT QUE le calcul n'est pas réussi

Avancer d'un pas

SI le calcul a échoué

Restituer les données du rayon

Générer un message d'erreur

FIN SI

SI le nouveau point est hors de l'ionosphère

Diminuer le pas

SI le pas est devenu trop petit

Restituer les données du rayon

Générer un message d'erreur

FIN SI

Recommencer le calcul avec le nouveau pas

FIN SI

SI le nouveau et l'ancien point sont à la limite de l'ionosphère

Demander au modèle de calculer la polarisation

Sauvegarder le nouveau point

Générer un message indiquant la fin du calcul

Générer un message de réussite

FIN SI

Calculer l'erreur

II.2.c La fonction C classique *Rayon*

Cette fonction est très simplement décrite par l'algorithme suivant :

FAIRE

```

Ouvrir le fichier de configuration
Lire le fichier de configuration
Créer les objets
Initialiser les objets
Initialiser le fichier de sortie
Fermer le fichier de configuration
Ouvrir le fichier de résultat
POUR tous les rayons à calculer
    Ecrire la configuration du rayon courant dans le fichier résultat
    FAIRE TANT QUE la fin du rayon n'est pas atteinte
        Calcul du point suivant
        SI erreur de calcul
            Ecrire le résultat dans le fichier résultat
            Sortir du programme
        FIN SI
        Ecrire le résultat dans le fichier résultat
        Mettre à jour les variables
        Vérifier si la fin du rayon est atteinte
    FIN FAIRE TANT QUE
    Initialiser les objets pour le rayon suivant
FIN POUR
Fermer le fichier résultat
```

FIN FAIRE

ANNEXE 5 : REPRESENTATION UML DU PROGRAMME DE TRACE DE RAYONS

Le programme de tracé de rayons peut se découper en trois éléments (concrètement trois bibliothèques) : outils, corps et entrées/sorties.

Notons qu'en représentation UML le signe « + » représente une variable publique, c'est-à-dire accessible par toutes les fonctions de toutes les classes ; le signe « - » représente une variable privée, c'est-à-dire accessible uniquement à l'objet en cours d'exécution ; le signe « # » représente une variable protégée, c'est-à-dire accessible à l'objet et ses héritiers(113). Par principe, les variables d'une classe doivent être privées et l'accès à ces variables se fait avec des fonctions *get* et *set*. Si un héritage est prévu, certaines variables peuvent être rendues directement accessibles aux héritiers en utilisant le type protégé (77).

I. Les outils

- **Principe**

Prenons comme exemple le vecteur. Sa construction se fait en le décomposant en objets simples, chaque objet possède ses propres variables et ses propres méthodes.

L'objet le plus simple est une coordonnée. Elle est constituée de trois variables $x1$, $x2$ et $x3$ de type double.

Cette structure est enrichie d'un opérateur « = » et d'une fonction d'affichage.

Notons qu'en C++ une structure peut contenir des fonctions car en réalité une variable structurée est une classe... (77)

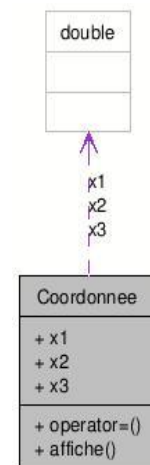


Fig-1 : Structure Coordonnee

Une coordonnée est l'un des deux objets de la classe *Point* puisqu'il faut savoir dans quelle système de coordonnées s'exprime le point.

La classe *Point* possède six constructeurs qui permettent de créer des points «vides», des points où seule x1 est définie, des points où seul le système de coordonnées est défini, etc. Il est possible de modifier ou obtenir la valeur des variables à l'aide des méthodes *get* et *set*.

Bien sûr, la classe est enrichie de l'opérateur «=» et d'une méthode d'affichage.

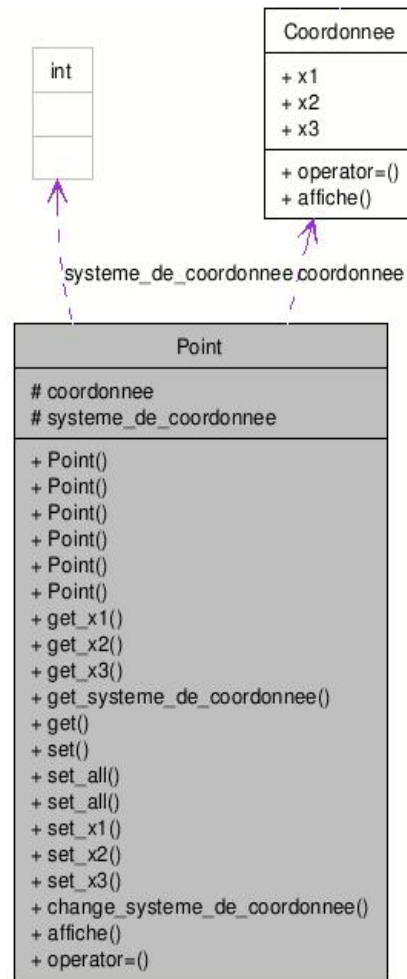


Fig-2 : Classe Point

Un *Point* est l'un des trois objets de la classe *Vecteur*. En effet, un vecteur consiste en un *point_d'application* des *composantes* (qui sont un objet de type *Coordonnee*) et un système de *représentation* (sphérique local, cartésien global, etc.).

Il faut lui ajouter les constructeurs adéquats, les fonctions *get* et *set*, la possibilité de changer de point d'application ou de système de représentation. L'opérateur « = » est redéfini et une méthode d'affichage est ajoutée.

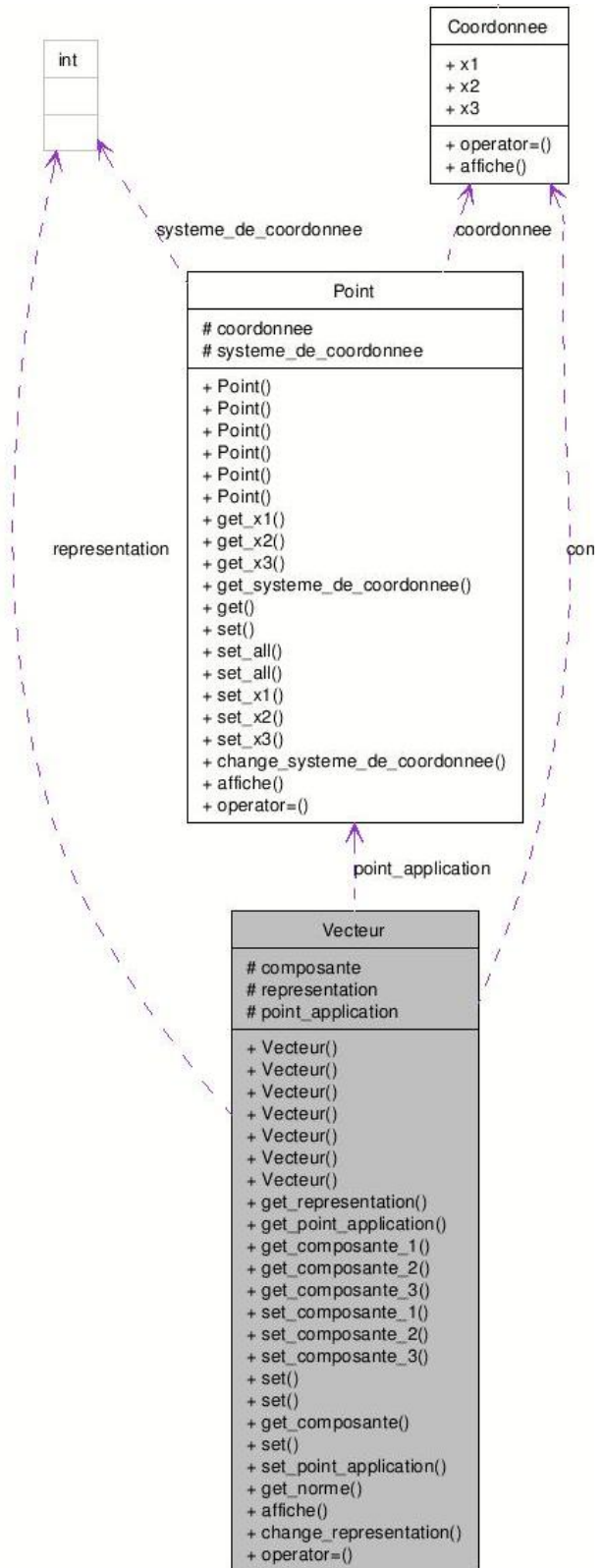


Fig-3 : Classe Vecteur

- Les outils développés

En plus du vecteur nous avons :

Une classe *Terre* qui est composée du champ magnétique et du pôle nord magnétique.

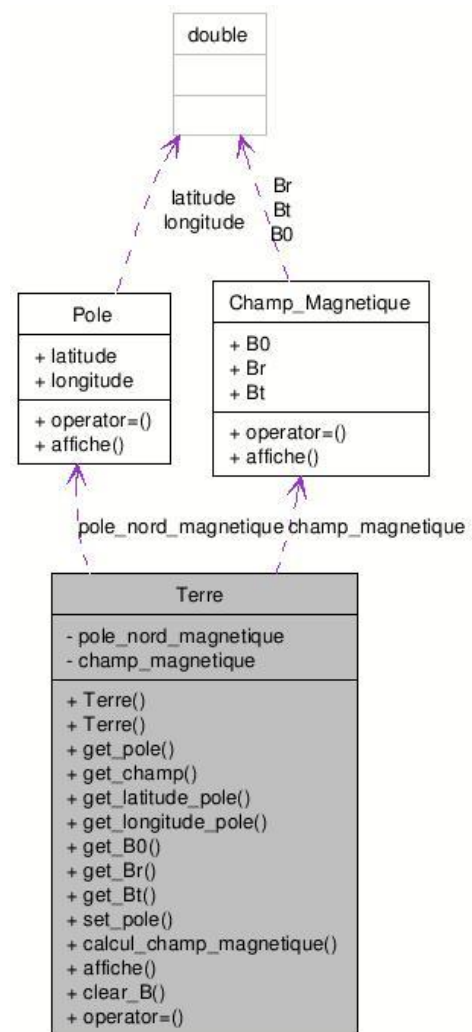


Fig- 4 : Classe Terre

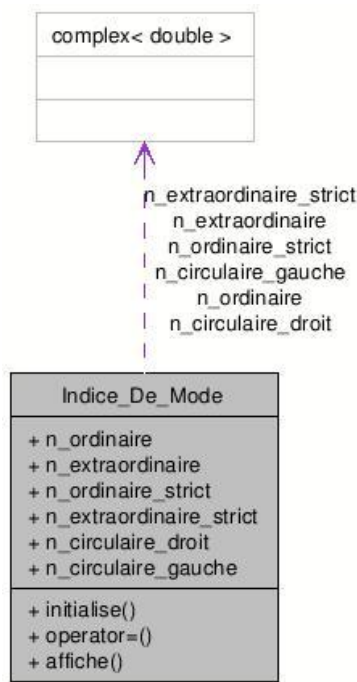


Fig-5 : Structure de l'indice

Une structure pour les indices

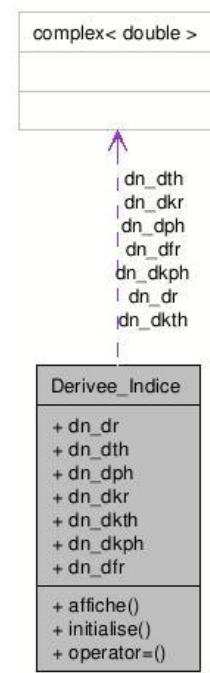


Fig-6 : Structure des dérivées de l'indice

Une structure pour les dérivées de l'indice

À cela s'ajoutent des structures pour contenir les paramètres d'Appleton-Hartree, l'angle d'aspect et les polarisations.

II. Les modèles

Le modèle MQP n'est pas suffisant pour décrire un profil d'ionisation. Un profil est mieux décrit par la méthode du *fitting*. Elle consiste en un nombre important de couches de type QP.

Le modèle idéal étant un profil de référence du type *International Reference Ionosphere* ou *IRI* (79) avec un pas d'échantillonnage suffisamment fin pour être compatible avec la méthode d'intégration.

Ainsi, nous avons programmé trois modèles d'ionosphère sans champ magnétique : le modèle MQP, le modèle MQP fondé sur la méthode du *fitting* et le profil de point. À cela s'ajoutent les trois mêmes modèles mais avec la prise en compte du champ magnétique terrestre.

La dépendance de ces modèles avec la classe virtuelle *Modèle* est représentée ci-après. Les classes *Avec_Champ* héritent des classes de modèles *Mqp*, *Fitting_Mqp* et *Profil* qui héritent, elles mêmes, de la classe virtuelle *Modèle*. Toutes ces classes redéfinissent les méthodes permettant d'obtenir l'indice *calcul_indice()*, les dérivées de l'indice *derive()*, l'indice des différents modes *calcul_indice_mode()*, et la polarisation *calcul_polarisation()*.

Les dépendances de la classe *Modèle* avec les outils sont représentées à la page suivante. *Modèle* contient les variables communes à tous les modèles d'ionosphère, c'est-à-dire l'indice des modes, la dérivée de l'indice, la polarisation, les altitudes minimum et maximum ainsi que la fréquence plasma courante.

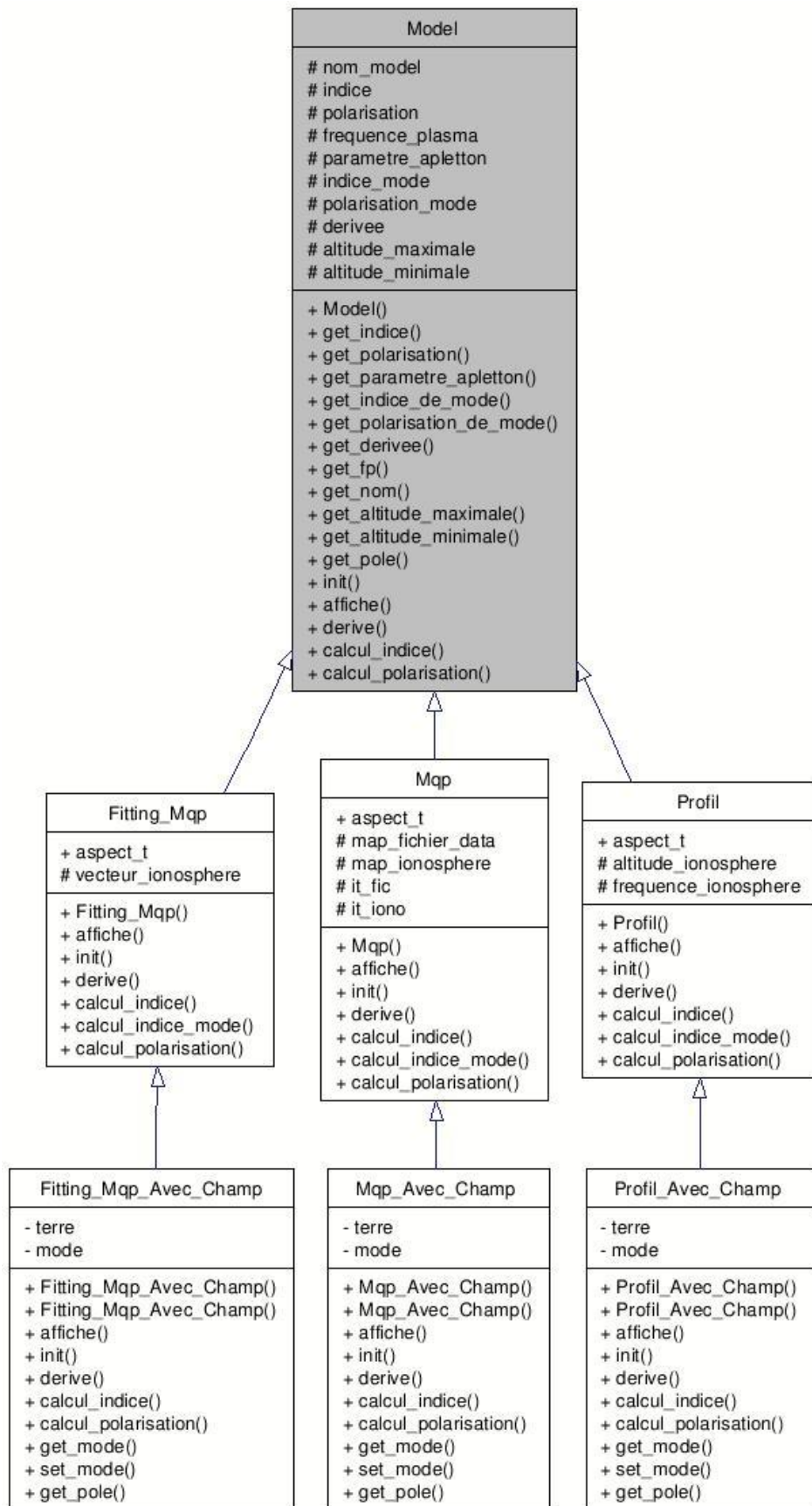


Fig-7 : Les classes de modèles

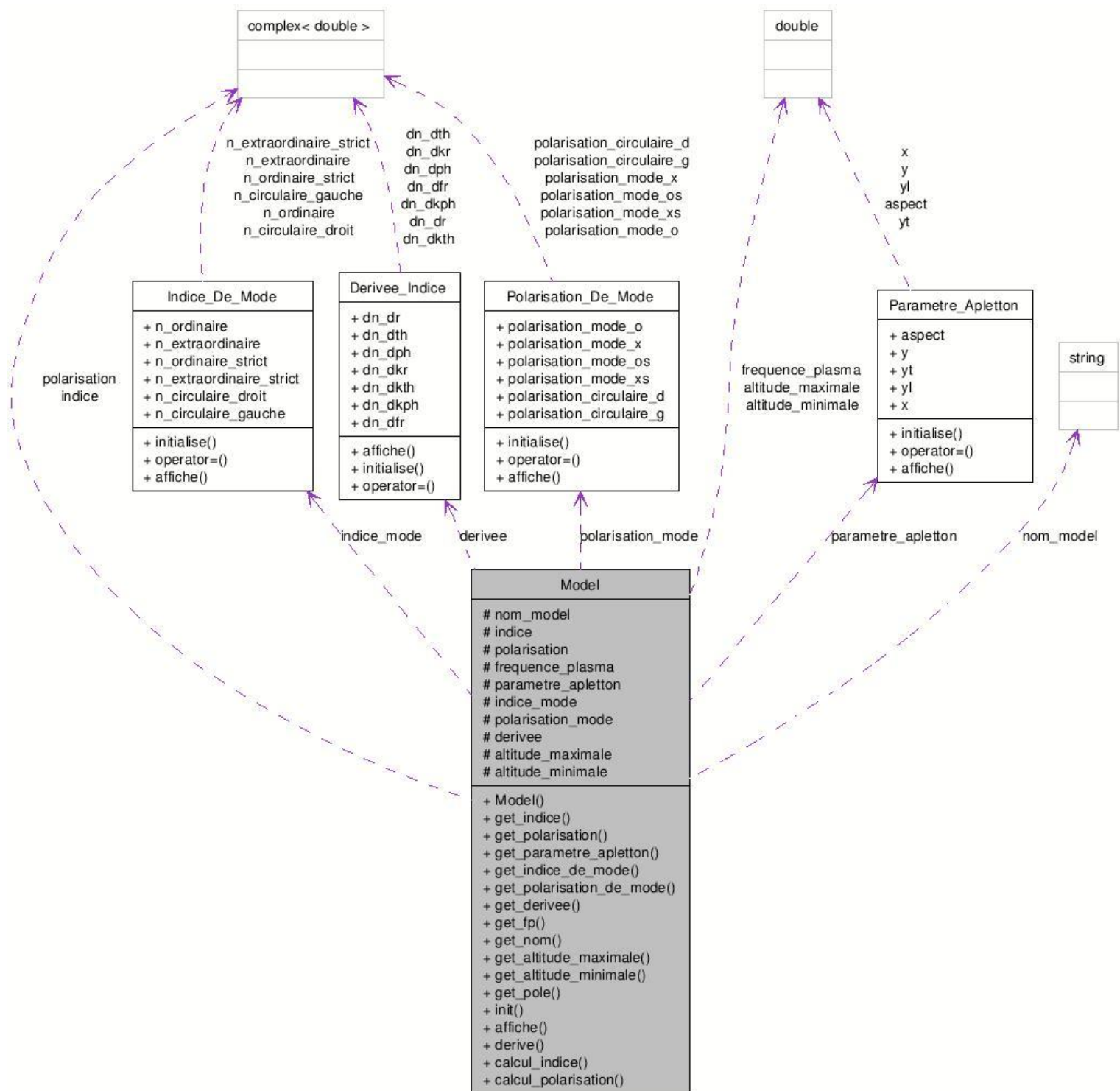


Fig-8 : La classe virtuelle *Model*

III. L'intégrateur

Nous n'avons mis en œuvre qu'une seule méthode d'intégration. Nous pensons que les limitations de la simulation proviennent, principalement, d'un manque de modèle pour les irrégularités d'ionisation. Le choix d'une technique d'intégration particulière est, dans notre cas, un problème accessoire.

L'intégrateur choisi est de type Runge et Kutta d'ordre 6 ; il est associé aux équations d'Haselgrove (cf. section II et 0).

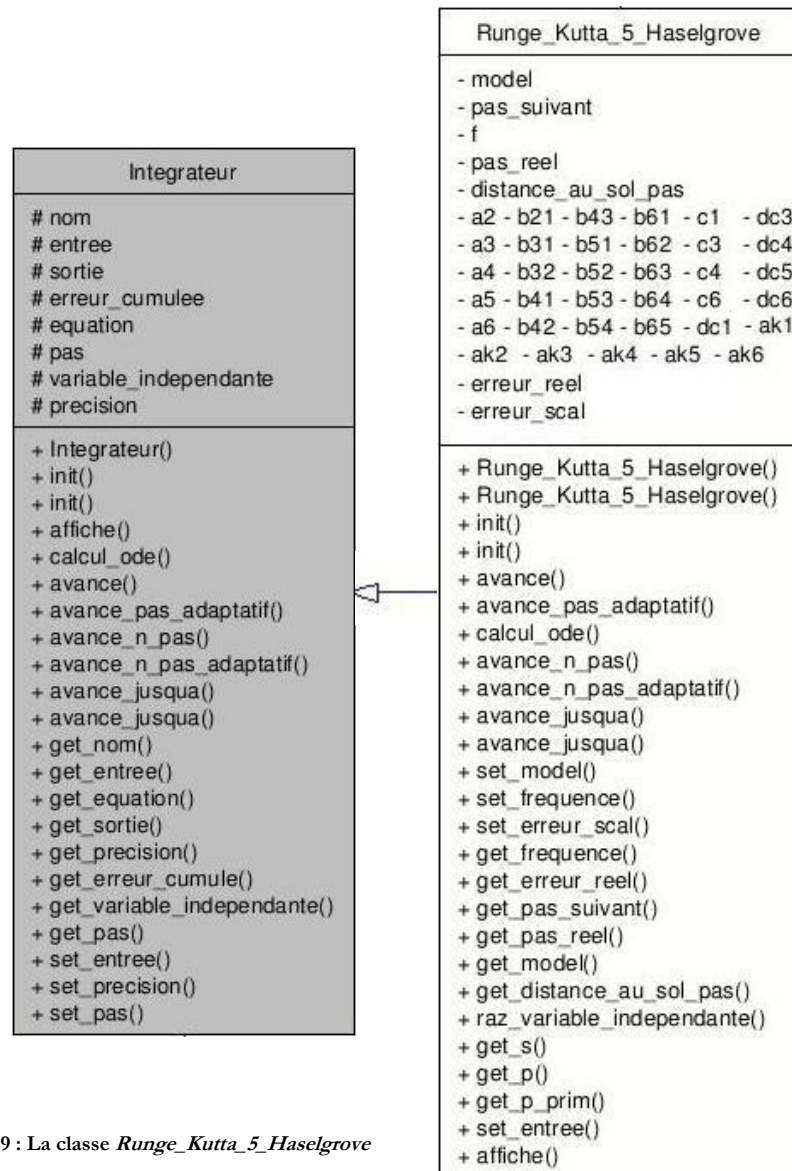


Fig-9 : La classe *Runge_Kutta_5_Haselgrove*

Un intégrateur peut : avancer d'un ou plusieurs pas fixes, avancer d'un ou plusieurs pas adaptatifs, avancer jusqu'à un certain point et évaluer des équations différentielles ordinaires (*Ordinary Differential Equation* ou ODE). Pour cela, il dispose, entre autres, de la variable intermédiaire (cf. section II), de la variable d'erreur, d'une structure stockant le résultat des ODE et des variables de pas et de précision.

BIBLIOGRAPHIE

1. **BEA Systems.** *HF Over-The-Horizon SurfaceWave Radar (HFSWR)*. [En ligne] 2006.
http://www.baesystems.com/BAEProd/groups/public/documents/bae_publication/bae_insyte_data_hfswr.pdf.
2. **Barrick, Laura Pederson and Don.** *HF Surface Wave Radar - Revisiting a solution for EEZ ship surveillance*. [En ligne] 2004.
<http://www.codaros.com/images/about/BarrPedeEEZ2004.pdf>.
3. **Lesturgie, M.** *Contribution de la technologie radar HF à ondes de surface à la surveillance maritime depuis le littoral*. Journées Scientifiques et Techniques du CETMEF, 2003. Paris, France.
4. **Li, S.T., Koyama, L.B., Schukantz, J.H. Jr., Dinger R.J.** *EMC study of a shipboard HF surface wave radar*. IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility Proceedings, 14-18 août 1995, pp. 406-410. Atlanta, USA.
5. **CEPMMT.** *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*. [En ligne] 2007.
<http://www.ecmwf.int>.
6. **Demarty, Y.** *Etude de la faisabilité de la détection de nappes de pétrole*. [En ligne] janvier 2006.
<http://www.onera.fr/theses/journeesdestheses/phy2006/PresentationsetResumes/DemartyYaelResume.pdf>.
7. **Wait, J.R.** *The Ancient and Modern History of EM Groung-Wave Propagation*. IEEE Antennas and Propatation Magazine, Octobre 1998, Vol. 40, 5, pp. 7-24.
8. **Sevgi, L.** *Complex electromagnetic problems and numerical simulation approaches*. Wiley-Interscience & IEEE Press. 2003. Istanbul. ISBN 1-471-43062-5.
9. **Parhami, P., Mitra, R.** *Wire Antennas over a Lossy Half-Space*. IEEE Tansactions on Antennas and Propagation, May 1980, Vol. 28, 3, pp. 397-403.
10. **King, R. W. P., Sandler, S. S.** *The Electromagnetique Field of a Vertical Electric Dipole over the Earth or Sea*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, March 1994, Vol. 42, 3, pp. 382-389.
11. **Sarabandi, K., Casciato, M. D., Koh, I. S.** *Efficient Calculation of Fields of a Dipole Radiating Above an Impedance Surface*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, September 2002, Vol. 50, 9, pp. 1222-1235.
12. **Yang, J.J., Chow, Y.L., Fang, D.G.** *Discrete complex images of a three-dimensional dipole above and within a lossy ground*. IEE Procegings, August 1991, Vol. 138, 4, pp. 319-326.
13. **Arand, B.A., Hakkak M.** *Horizontal wire antenna above lossy half-space*. IEEE Proceegings of Antennas and Propagation Society International Symposium, June 2003, Vol. 4, pp. 970-973.
14. **Guinvarch, R., Lesturgie, M., Durand, R., Cheraly, A.** *On the use of HF surface wave radar in congested waters: influence of masking effect on detection of small ships*. IEEE Journal of Oceanic Engineering, October 2006, Vol. 31, 4, pp. 894-903.

15. **Thourel, L.** *Propagation des ondes électromagnétiques*. Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace. 1970.
16. **Burke, G.J., Poggio, A.J.** *Numerical Electromagnetic Code (NEC) - Method of Moments*. Lawrence Livermore Laboratory. 1981.
17. **Bronner, E.** *Amélioration des performances des radars HF à ondes de surface par étude d'antenne compacte et filtrage adaptatif appliqué à la réduction du fouillis de mer*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6. Novembre 2005. http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/07/83/72/PDF/Chapter_total.pdf.
18. **Beniguel, Y.** *Sphere above a multilayered media*. Proceedings of Workshop EM JINA 2006, 9 Novembre 2006.
19. **Mengtao, Y, Sarkar, T.K.** *Computation of the Sommerfeld Integral Tails Using the Matrix Pencil Method*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, April 2006, Vol. 54, 4, pp. 1358-1362.
20. **Union Internationale des Télécommunications (UIT-R).** *Rapports et recommandations*. [En ligne] 2004. <http://www.itu.int/publications/publications.aspx?lang=fr&parent=R-REP&selection=6§or=1>.
21. **Menelle, M.** *Utilisation des radars à ondes de surface pour la surveillance maritime*. SEE OCOSS 2007, Juin 2007, p. 10.
22. **Nations Unies.** *Zone économique exclusive*. [En ligne] 2007. <http://www.un.org/french/law/los/unclos/part5.htm>.
23. **Pôle Mer Bretagne.** *Les échos du pôle*. [En ligne] Décembre 2006. <http://www.pole-mer-bretagne.com/telechargement/1167128948.pdf>.
24. **IEEE Oceanic Engineering Society.** *Proceedings of the OCEAN'S 07 conference*. 2007.
25. **EEZING.** *Access worldwide markets and enhance your business opportunities in the EEZ arena*. [En ligne] 2007. http://www.eezing.org.uk/Downloads/EEzing_Leaflet.pdf.
26. **Institute of Marine Engineering, Sciences and Technology.** *Proceedings of the second World Maritime Technology Conference - EEZ Management*. 2006.
27. **Raytheon.** *High-Frequency Surface Wave Radar*. [En ligne] 2007. <http://www.raytheon.com/products/hfswr/>.
28. **Hernandez, C.E.** *Using HFSW Radar Into 21-Century Mexico's Navy Operations*. [En ligne] 2007. <http://www.wps.cfc.dnd.ca/papers/amsc5/espinoza.doc>.
29. **Wait, J.R.** *Electromagnetic wave propagation*. John Wiley & sons. Singapore 1987. ISBN 0-471-61308-8.
30. **Barrick, D.E., Headrick, J.M., Bogle, R.W., Crombie, D.D.** *Sea Backscatter at HF: Interpretation and Utilization of the Echo*. Proceedings of the IEEE, June 1974, Vol. 62, 6, pp. 673-680.
31. **Shearman, E.D.R.** *A Review of Methods of Remote Sensing of Sea-Surface Conditions by HF Radar and Design Consideration for Narrow-Beam Systems*. IEEE Journal of Oceanic Engineering, April 1986, Vol. 11, 2, pp. 150-157.

32. **Ishimaru, A.** *Theory and Application of Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Proceedings of the IEEE, July 1977, Vol. 65, 7, pp. 1030-1061.
33. **Kerbiriou, C.** *Développement d'une méthode d'étalement de fréquence d'un radar transhorizon basée sur une analyse fine du fouillis de mer*. Université de Rennes 1, ONERA the French Aerospace Lab. 2002.
34. **Lipa, B., Barrick, D.E.** *Extraction of Sea State from HF Radar Echoes : Mathematical Theory and Modeling*. Radio Science, 1986, Vol. 21, 1, pp. 81-100.
35. **Jangal, F.** *Utilisation des radars HF pour la surveillance du trafic maritime*. Proceedings des Journées Scientifiques et Techniques du CETMEF, 2004, p. 33.
36. **Huar, A.** *Etude et minimisation de l'influence des phénomènes naturels (météores, orages, aurores boréales, ...) sur les capacités de détection d'un radar HF*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1. Janvier 1999.
37. **Ratcliffe, J.A.** *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press. Cambridge : s.n., 1978. ISBN 0 521 08341 9.
38. **Cerisier, J.C.** *Ondes dans les plasmas*. Polycopié, DEA de physique des plasmas. 2004. Université Pierre et Marie Curie - Paris 6.
39. **Eshleman, V.R.** *Theory of Radio Reflections from Electron-Ion Clouds*. IRE Transactions on Antennas and Propagation, 1955, pp. 32-39.
40. **Fejer, B.G., Kelley, M.C.** *Ionospheric irregularities*. Reviews of Geophysics and Space Physics, May 1980, Vol. 18, 2, pp. 401-454.
41. **Davies, k.** *Ionospheric radio*. Peter Peregrinus. London : s.n., 1990. ISBN 0 86341 186 X.
42. **Bourdillon, A.** *Etude à l'aide de deux radars cohérents HF des irrégularités d'ionisation de la région F sub-aurorale*. Thèse de doctorat d'Etat, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6. Mars 1991.
43. **Vallières, X.** *Les échelles de la turbulence dans l'ionosphère des hautes latitudes et leurs signatures sur les échos des radars HF du réseau SuperDARN*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans. 2002. [En ligne] 2007, http://www.lpce.cnrs-orleans.fr/www_dls/thesis/vallieres/table.pdf.
44. **Xenos, T.D., Kouris, S.S.** *A computer simulation of ionospheric density motions*. Proceedings of IEEE International Conference on Antennas and Propagation, 1989, pp. 193-196.
45. **Greenwald, R.A., Oksavik, K., Erickson, P.J., Lind, F.D., Ruohoniemi, J.M., Baker, J.B.H., Gjerloev, J.W.** *Identification of the temperature gradient instability as the source of decameter-scale ionospheric irregularities on plasmapause field lines*. Geophysical Research Letters, 2006, Vol. 33.
46. **O'Keefe, J.M., Campbell, D.A., Cahill, L.W.** *Frequency estimation of travelling ionospheric disturbances*. Proceedings of IEEE International Symposium on Circuits and Systems, may 1996, pp. 576-579.
47. **Occhipinti, G.** *Observations multi-paramètres et modélisation de la signature ionosphérique du grand séisme de Sumatra*. Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris.

2006. [En ligne] 2007,
http://www.gps.caltech.edu/~ninto/These_G_Occhipinti.pdf.
48. **ACSI.** *ASCI Turbulence PPM Simulations*. [En ligne] 2007.
<http://www.llnl.gov/casc/asciturb/simulations.shtml>.
 49. **Schlegel, K.** *Coherent backscatter from ionospheric E-region plasma irregularities*. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, May 1995, Vol. 58, 8, pp. 933-941.
 50. **Bourdillon, A., Haldoupis, J., Delloue, C.** *High-frequency Doppler radar observations of magnetic aspect sensitive irregularities in the midlatitude E region ionosphere*. Journal of Geophysical Research, 1 novembre 1995, Vol. 100, A11, pp. 21.503-21.521.
 51. **Farley, Jr.** *A Plasma Instability resulting in Field Aligned Irregularities in the Ionosphere*. Journal of Geophysical Research, November 1963, Vol. 68, 22.
 52. **Frages, T.** *Traitement et analyse de données de systèmes radar HF : Etude des perturbations ionosphériques détectées à l'équateur magnétique avec le radar LDG et à moyenne latitude avec le réseau de Francourville*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI. 2000. pp. 23-27. [En ligne] 2007, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00100361/en/>.
 53. **Volger, L.E., Hoffmeyer, J.A.** *A model for wideband HF propagation channels*. Radio Science, December 1993, Vol. 28, 6, pp. 1131-1142.
 54. **Robinson, I., Dyson, P.L.** *Effect of ionospheric irregularities on radio waves*. Journal of atmospheric and terrestrial physics, 1975, Vol. 37, pp. 1459-1467.
 55. **Bates, H.F. and Albee P.R.** *Aspect Sensitivity of F-Layer HF Backscatter Echoes*. Journal of Geophysical Research, Space Physics, 1 janvier 1970, Vol. 75, 1, pp. 165-170.
 56. **Yanwen, C., Shugo, X., Tianxi, H.** *Bitemporal response function method in studying the ionospheric movement*. Proceedings of IEEE Antennas, Propagation and EM Théorie, August 2000.
 57. **Quémada, D.** *Ondes dans les plasmas*. Herman - Collection Méthodes. 1968. Paris.
 58. **Yeh, K.C., Liu, C.H.** *Theory of ionospheric waves*. Academic Press. 1972. New York. ISBN 76-182661.
 59. **Ressources naturelles Canada.** *Géomagnétisme*. [En ligne] 2007.
http://gsc.nrcan.gc.ca/geomag/index_f.php.
 60. **Budden, K. G.** *Radio Wave in the Ionosphere*. Cambridge University Press. Cambridge 1961. ISBN 978-0521043632.
 61. **Ishimaru, A.** *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory. 1999. ISBN 978-0780347175.
 62. **Şen, B., Polat, B.** *Ionospheric clutter effect on monostatic HF surface wave radar systems and clutter mitigation techniques*. Turkish Journal of Telecommunications, 2002, Vol. 1, 2, pp. 50-57.
 63. **Fabrizio, G.A., Gershman, A.B., Turley, M.D.** *Non-stationary interference cancellation in HF surface wave radar*. Proceedings of the IEEE International Radar Conference, September 2003, pp. 672 - 677.

64. **Xianrong, W., Ke Hengyu, C.F.** *Sporadic-E ionospheric clutter suppression in HF surface-wave radar*. Proceedings of the IEEE International Radar Conference, May 2005, pp. 742 - 746.
65. **Liu, K.L, Liu,Y.** *Ionospheric Decontamination and Sea Clutter Suppression for Skymwave Radar*. IEEE Journal of Oceanic Engineering, April 2005, Vol. 30, 2, pp. 455-462.
66. **Leong, H.** *Adaptive nulling of skymwave interference using horizontal dipole antennas in a coastal surveillance HF surface wave radar system*. Proceedings of IET Radar 97, October 1997, pp. 26 - 30.
67. **Abramovich, Y., Anderson, S., Lyudviga, Y., Spencer, N., Turcay, P., Hibble, B.** *Space-Time Adaptive Techniques for Ionospheric Cluter Mittigation in HF Surface Wave Radar Systems*. Proceedings of the IEEE RADAR 2004 conference, 2004.
68. **Liu, Y., Xu, R., Zhang, N.** *Progress in HFSWR research at Harbin Institute of Technology*. Proceedings of the IEEE International Radar Conference, September 2003, pp. 522 - 528.
69. **Xingpeng, M., Yongtan, L., Weibo, D.** *Radio disturbance of high frequency surface wave radar*. Electronics Letters, 5 février 2004, Vol. 40, 3.
70. **Brunel, N., Barbaresco, F.** *Doppler and Polarimetric Statistical Segmentation for Radar Clutter Map based on Pairwise Markov Chains*. Proceedings of IEEE RADAR 2007, October 2007.
71. **M-Dizaji, R., Ponsford, T.** *A Cross-Relation Technique for Detection of Target in Phased Array Radars*. Proceedings of the IASTED international conference on Signal and Image Processing, 2003.
72. **Ablett, S.J., Emery, D.J.** *Waveform Parameter Advice: a clutter evaluation tool for high frequency surface wave radar*. Proceedings of the IET International Conference on HF Radio Systems and Techniques, 2000, pp. 213 - 217.
73. **Snyder, W., Helliwell, R.A.** *Universal wave polarization chart for the magneto-ionic theory*. Journal of Geophysical Research, March 1952, Vol. 57, 1.
74. **Yongtan, L., Rongqing, X., Ning, Z.** *Progress in HFSWR research at Harbin Institute of Technology*. IEEE Radar Proceedings, 2003, pp. 522-528.
75. **Jones, R.M., Stephenson, J.J.** *A versatil three-dimensional ray tracing computeur program for radio waves in the ionosphere*. U.S. Depertment of Commerce. 1975. Washington D.C..
76. **Cambrige University.** *Numerical recipes in C*. [En ligne] 1992. ISBN 0 521 43108 5 . <http://www.nr.com>.
77. **Delanoy, C.** *Programmer en C++*. Eyrolles. 2004. Paris. ISBN 2-212-11500-8.
78. **Dupin, s.** *Langage C++*. CampusPress. 2002. ISBN 978-2744014970.
79. **Committee on Space Research (COSPAR) and the International Union of Radio Science (URSI).** *IRIweb*. [En ligne] 2001. <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/iri.html>.

80. **Rannou, V.** *Inversion d'ionogramme de rétrodiffusion*. Radar Basse Fréquence (RBF), ONERA The French Aerospace LAB. 2006. Rapport d'avancement. Diffusion restreinte.
81. **COST 251.** *Homepage of COST 251 Data Bank*. [En ligne] 2004. <http://cost251.ictp.trieste.it/>.
82. **RFS.** *Log Periodic Antennas*. [En ligne] 2007. http://www2.rfsworld.com/RFS_Edition4/pdfs/HF_Directional_607-613.pdf.
83. **Héliér, M.** *Techniques micro-ondes*. Technosup ELLIPSES. 2001. ISBN 2 7298 0497 8.
84. **Shotland, E.** *Three Angles Significant in Radio Propagation*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, November 1972, Vol. 20, 6, pp. 798-801.
85. **Norton, K.A.** *The Calculation of Ground-Wave Field Intensity Over a Finately Conducting Spherical Earth*. Proceedings of the I.R.E., 1941, Vol. 29, 12, pp. 623-639.
86. **Darces, M., Rannou, V. Beniguel, Y., Helier, M.** *Optimizing a HF biconical antenna for an over-the-horizon radar*. Proceedings of USRI 2007 conference, July 2007, p. 70.
87. **Meyer, Y.** *Ondelettes - Algorithmes et applications*. Armand Colin. 1992. Paris. ISBN 2 200 21165 1.
88. **Hubbard, B.B.** *Ondes et ondelettes - La saga d'un outil mathématique*. Pour la science. 1995. Paris. ISSN 1144 7494.
89. **Hudson, J.E.** *Adaptive Array Principles*. Peregrinus on behalf of the Institution of Electrical Engineers. 1998. ISBN : 0863411436.
90. **Brennan, L.E., Reed, I.S.** *Theory of Adaptive Radar*. IEEE transactions on Aerospace and Electronic Systems, March 1973, Vol. 9, 2, pp. 237-252.
91. **Reed, I.S., Mallett, J.D., Brennan, L.E.** *Rapid Convergence Rate in Adaptive Arrays*. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, November 1974, Vol. 10, 6.
92. **Lurton, T.** *A simulation of the Synthetic Aperture Radar Observation of a Manufactured Object in Sea Clutter Using Finite Difference*. Proceedings of IEEE Ocean's 07 conference, June 2007.
93. **Goedecker, S.** *Wavelets and their application for the solution of partial differential equation in physics*. Presses polytechniques et universitaires romandes. Lausanne : s.n., 1998. ISBN 2 88074 398 2.
94. **Bernard, C.** *Wavelets and ill posed problems: optic flow and scattered data interpolation*. [En ligne] 2006. <http://www.cmap.polytechnique.fr>.
95. **Bui Tran, V.** *Introduction à la multirésolution et aux ondelettes*. Ecole Supérieur d'Electricité. 2001. Polycopié.
96. **Lindsay, W.R., Percival, D.B., Rothrock. A.D.** *The Discrete Wavelet Transform and the Scale Analysis of Surface Properties of Sea Ice*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, May 1996, Vol. 34, 3, pp. 771-786.

97. **Haddad, S.A.P., Karel, J.M.H., Peeters, R.L.M.** *Analog Complex Wavelet Filters*. Proceedings of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems, 2005, pp. 3287 - 3290.
98. **Daubechies, I.** *Ten Lectures on Wavelets*. SIAM. 1992. Philadelphie. ISBN 0 89871 274 2.
99. **JPEG Committee.** *Our new standard*. [En ligne] 2007.
<http://www.jpeg.org/jpeg2000/index.html>.
100. **Coifman, R.R., Meyer, Y., Quake, S., Mickerhauser, V.** *Signal procession and compression with wavelet packets*. Wavelet en Their Applications, 1994, pp. 363-379. J.S. Byrnes et al. (eds.) Kluwer Academic Publishers.
101. **Wickerhauser, M.V.** *Acoustic signal compression*. Wavelet - A tutorial in Theory and applications, 1992. C. K. Chiu (ed.) Academic Press.
102. **El-Rafei, A.I., El-Ramly, S.H., Shoukry, A.** *A wavelet approache to arabic character recogintion*. Wavelet and Applications Conference, July 2006, pp. A-24.
103. **Karel, J., Peeters, R., Westra, R., Houben, R.** *Denoising of cardiac signals with optimal wavelet*. Wavelet and Aplications Conference, July 2006.
104. **David, P.M., Chapron, B.** *Underwater Aconstic, Wavelet and Oceanography*. Wavelets and Applications, 1992. Y. Meyer (ed.) Masson and Springer-Verlag.
105. **Selesnick, I.W., Baraniuk, R.G., Kingsbury, N.G.** *The Dual-Tree Complex Wavelet Transform*. IEEE Signal Processing Magazine, November 2005, pp. 123-151.
106. **Bilgot, A., Desbat, L., Perrier, V.** *Wavelet for local tomographie*. Wavelets and Applications Conference, July 2006.
107. **Kokare, M., Biswas, P.K., Chatterji, B.N.** *Texture Image Retrieval Using New Rotated Complex Wavelet Filters*. IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, December 2005, Vol. 35, 6, pp. 1168-1178.
108. **Garreau, D.** *Improving the monitoring of nuclear power plants with the wavelet transform*. Wavelets and Applications, 1992, pp. 126-138. Y. Meyer (ed.) Masson and Springer-Verlag.
109. **Gu, Y.H., Bollen, H.J.** *Time-Frequency and Time-Scale Domain Analysis of Voltage Disturbances*. IEEE Transactions on Power Delivery, October 2000, Vol. 15, 4.
110. **Wang, F.T., Lee, J., Chang, S.H., Chang, H.H., Wang, Y.H., Chou, C.P.** *Signal Detection in Underwater Sound by Dual-Tree Discrete Wavelet Transform*. Proceedings of the IEEE OCEANS'07 Conference, June 2007.
111. **Krim, H., Tucker, D., Mallat, S., Donoho, D.** *On Denoising and Best Signal Representation*. IEEE Transactions on Information Theory, November 1999, Vol. 45, 7.
112. **Cai, C., Liu, W., Fu, J.S., Lu, Y.** *Comparison of signal decomposition method for target extraction*. Proceedings of IEEE International Conference on Radar Systems, 2004.
113. **Isima, A.** *Cours d'objet/C++*. [En ligne] 02 octobre 2004.
<http://frog.isima.fr/antoine/uml.shtml>.

114. **Bremmer, H.** *Terrestrial radio waves*. Elsevier publishing company. 1962. Eindhoven.
115. **Mallat, S.** *A wavelet tour of signal processing*. Academic Press. 1998. San Diego. ISBN 0 12 466605 1.
116. **Mandereau, F.** *Apport de la décomposition en modes empiriques à l'élimination du fouillis ionosphérique*. UPMC, ONERA. 2007. Rapport de stage.
117. **Booker, H.G.** *A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora*. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1956, Vol. 8, pp. 204-221.

Bibliographie des annexes

- [1] **Daricau, J.** *Physique et théorie du radar*, Sodipe editeur, Paris 1981.
- [2] **Montecot, M.** *Detection des transitions terres mer avec un radar transhorizon à ondes de surface*, ONERA, 1995.
- [3] **Quemada, D.** *Ondes dans les plasma*, Herman, Paris, 1968.
- [4] **Davies, K.** *Ionospheric radio*, Peter Peregrinus Ltd, London, ISBN 0 86341 186 X, 1990.
- [5] **Budden, K.G.** *Radio waves in the ionosphere*, Cambridge University Press, London, 1961.
- [6] **Thorel, L.** *Propagation des ondes électromagnétiques*, ENSEA, 1970.
- [7] **Titheridge, J.E.** *The real height analysis of ionograms : a generalized formulation*, Radio Science vol.23 pp.831-849 sept-oct. 1988, ref. 8S0308.
- [8] **Dyson, P.L., Benett, J.A.** *A model of the vertical distribution of electron concentration in the ionosphere and its application to oblique propagation studies*, J.A.T.P. vol. 50 pp. 251-262, 1988.
- [9] **Mlynarczyk, J.** *Contribution au développement d'un logiciel universel et performant de tracé de rayon 3D destiné à la simulation des trajectoires des ondes électromagnétiques en environnement terrestre*, Université d'Orsay, 2001.
- [10] **Kelso, J.M.** *Ray tracing in the ionosphere*, Radio Science vol.3 jan. 1968.

LISTE DES FIGURES

Fig. 1 : Andros Island, Bahamas. RHFOS transportable [source : ZenTechnical™ 2002].....	16
Fig. 2 : RHFOS proposé par BAE Systems.....	16
Fig. 3 : Radar OSMAR [source : Wuhan University].....	17
Fig. 4 : Radar WERA à quatre éléments.....	17
Fig. 5 : Image distance-Doppler d'un RHFOS. Sur cette image, la signature du fouillis de mer est constituée de deux lignes verticales.	17
Fig. 6 : Spectre de mer. Le spectre de mer est une ligne de l'image distance-Doppler. Il fait apparaître le fouillis d'ordre 1 (lignes verticales de l'image radar) et le fouillis d'ordre 2 (peu visible sur l'image radar).....	17
Fig. 7 : Fouillis ionosphérique. Masque diffus en Doppler et diffus en distance. ..	18
Fig. 8 : Configuration générale pour le calcul des ondes de surface.....	23
Fig. 9 : Géométrie et système de coordonnées pour un élément de courant P_l rayonnant au-dessus d'un sol réel.....	25
Fig. 10 : Zone Economique Exclusive [source : Wikipedia].....	28
Fig. 11 : Couverture prévisionnelle de la ZEE mexicaine [source : (28)]	28
Fig. 12 : Décomposition de la surface de la mer [source : (17)].	29
Fig. 13 : Interaction de l'onde et de la surface de la mer [source : (33)].	30
Fig. 14 : Spectre de mer.	31
Fig. 15 : Cardioïde du vent et spectre de mer correspondant [source : (33)].	32
Fig. 16 : Direction et vitesse du vent [source : radar CODAR].	33
Fig. 17 : Calcul de la puissance du premier ordre et du second ordre [source : (33)].	33
Fig. 18 : Courant de surface pendant la tempête tropicale HENRI [source : radar WERA à l'ouest de la Floride].	34
Fig. 19 : Forme générale de l'ionosphère de jour et de nuit.....	35
Fig. 20 : Concentration des différents gaz selon l'activité solaire. (a) de jour avec forte activité solaire, (b) de jour avec activité solaire moyenne, (c) de nuit avec faible activité solaire [source : (37)].	36
Fig. 21 : Taux de production des électrons par les rayonnements de moins de 14 nm (a), de 14 nm à 80 nm (b), de 80 nm à 102.7 nm (c). Le taux total de production est en (d). [source : (37)].	37
Fig. 22 : Pénétration des rayonnements et ionisation des gaz [source : (37)].	37
Fig. 23 : Ionogramme de rétrodiffusion oblique obtenu avec le radar NOSTRADAMUS. Chaque pixel indique la puissance de signal reçue à une fréquence et une distance de groupe données ; le rouge foncé indiquant un maximum de puissance et le bleu foncé un minimum.	39
Fig. 24 : Formation de la couche F1. (a) taux d'ionisation, (b) taux de pertes par recombinaison, (d) taux de pertes par attachement, (e) et (f) la couche F1 existe si l'altitude de transition, entre les pertes par attachement et les pertes par recombinaison, est au-dessus du taux d'ionisation maximum [source : (37)].	40
Fig. 25 : Influences des explosions solaires (41).....	41
Fig. 26 : Irrégularité de champs croisés.	43
Fig. 27 : Propagation dans l'ionosphère.....	45

Fig. 28 : Angle d'aspect.	47
Fig. 29 : Dipôle de Gauss et repère géomagnétique.	48
Fig. 30 : Position du pôle nord magnétique (59).	48
Fig. 31 : Configuration de la polarisation.	49
Fig. 32 : Mode circulaire gauche.	50
Fig. 33 : Mode circulaire droit.	50
Fig. 34 : Mode extraordinaire.	50
Fig. 35 : Mode ordinaire.	50
Fig. 36 : Directions de propagation de l'énergie et de la phase. P est le vecteur de Poynting et k_0 est le nombre d'onde dans le vide.	51
Fig. 37 : Distributions laminale, cylindrique et sphérique proposées par V.R. Eshleman.	52
Fig. 38 : Polarisation horizontale.	58
Fig. 39 : Rotation Faraday.	59
Fig. 40 : Projection de kk sur le repère du champ magnétique pour une élévation de 20° . La projection transversale est en bleu et la projection longitudinale est en rouge.	61
Fig. 41 : Projection de kk sur le repère du champ magnétique pour une élévation de 45° . La projection transversale est en bleu et la projection longitudinale est en rouge.	61
Fig. 42 : Modes ordinaire et extraordinaire, point de vue des radaristes.	62
Fig. 43 : Géométrie du rayon.	64
Fig. 44 : Profil réel.	71
Fig. 45 : Profil MQP.	71
Fig. 46 : « Profil ajusté » par la méthode du <i>fitting</i>	71
Fig. 47 : Profil utilisé pour la validation. Le profil ajusté est en pointillés rouges. .	72
Fig. 48 : Courbes distance-élévation obtenues avec un tracé de rayons analytique (bleu) et avec le programme développé (pointillés rouges).	72
Fig. 49 : Fréquences explorées pour une élévation de 5° . Tracé de rayons analytique en rouge, numérique sur profil ajusté en vert et numérique sur profil de point en bleu.	73
Fig. 50 : Fréquences explorées pour une élévation de 45° . Tracé de rayons analytique en rouge, numérique sur profil ajusté en vert et numérique sur profil de point en bleu.	73
Fig. 51 : Rayon en l'absence de champ magnétique.	74
Fig. 52 : Rayon avec prise en compte du champ magnétique. (azimut= 10° ; élévation= 45°).	74
Fig. 53 : Rayon avec prise en compte du champ magnétique. (azimut= 60° ; élévation= 60°).	74
Fig. 54 : Rayon fortement déformé par la présence de champ magnétique.	74
Fig. 55 : Polarisation du rayon. (azimut= 10° ; élévation= 45°).	75
Fig. 56 : Polarisation du rayon. (azimut= 60° ; élévation= 60°).	75
Fig. 57 : Configuration du dipôle horizontal.	82
Fig. 58 : Diagramme (en espace libre) en polarisation verticale.	82
Fig. 59 : Diagramme (en espace libre) en polarisation horizontale.	82
Fig. 60 : Structure large bande proposée par Radio Frequency Systems (82).	83
Fig. 61 : Diagramme en polarisation verticale de trois dipôles dont un actif.	83

Fig. 62 : Diagramme en polarisation horizontale de trois dipôles dont un actif.....	83
Fig. 63 : Diagramme en polarisation horizontale à un mètre du sol (bleu) et à 7,5 m du sol (rouge).	84
Fig. 64 : Association de deux structures en oppositions de phase. La polarisation horizontale est favorisée.....	85
Fig. 65 : Association d'une structure dont les deux brins sont en phase et d'une structure dont les brins sont en opposition de phase. La polarisation verticale est favorisée.....	85
Fig. 66 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation horizontale. Le maximum vaut -1,6 dBi.....	86
Fig. 67 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation verticale. Le maximum vaut 2,88 dBi.	86
Fig. 68 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation horizontale. Le maximum vaut 6,35 dBi.	86
Fig. 69 : Diagramme dans le plan du maximum de gain isotrope en polarisation verticale. Le maximum vaut -1,6 dBi.....	86
Fig. 70 : Diagramme en polarisation horizontale.	86
Fig. 71 : Diagramme en polarisation verticale.	86
Fig. 72 : Lorsque les antennes sont proches le gain isotrope en polarisation verticale est faible.	87
Fig. 73 : En éloignant les antennes le gain isotrope en polarisation verticale augmente alors que celui en polarisation horizontale diminue.	87
Fig. 74 : Deux doublets alimentés en opposition de phase. Polarisation horizontale.	88
Fig. 75 : Deux doublets alimentés en opposition de phase. Polarisation verticale.	88
Fig. 76 : Deux structures de cadres alimentés en opposition de phase. Polarisation horizontale.....	88
Fig. 77 : Deux structures de cadres alimentés en opposition de phase. Polarisation verticale.....	88
Fig. 78 : Boucle et réflecteur. Polarisation horizontale.....	89
Fig. 79 : Boucle et réflecteur. Polarisation verticale.....	89
Fig. 80 : Quatre monopôles alimentés en opposition de phase. Diagrammes en polarisation verticale.	90
Fig. 81 : Quatre monopôles alimentés en opposition de phase. Diagrammes en polarisation horizontale.	90
Fig. 82 : Diagramme en polarisation verticale de structures réduites.	90
Fig. 83 : Diagramme en polarisation horizontale de structures réduites.	90
Fig. 84 : Cadre « plié ».	91
Fig. 85 : Structure proposée.	91
Fig. 86 : Diagramme en polarisation verticale.	92
Fig. 87 : Diagramme en polarisation horizontale	92
Fig. 88 : Champ proche sur un sol très conducteur. Le trait mixte symbolise la limite entre les ondes de surface et les ondes de ciel.....	93
Fig. 89 : Champ proche sur un sol champêtre. Le trait mixte symbolise la limite entre les ondes de surface et les ondes de ciel.....	93
Fig. 90 : Le radar NOSTRADAMUS.	98
Fig. 91 : Antenne élémentaire.	99

Fig. 92 : Réseau d'antennes.....	99
Fig. 93 : Profil COST.....	100
Fig. 94 : Tracé de rayons à 360° en azimut. Les rayons sont en bleu et l'aspect proche de 90° est symbolisé par une croix rouge.	100
Fig. 95 : Tracé de rayons à 3 MHz.	101
Fig. 96 : Tracé de rayons à 15 MHz.	101
Fig. 97 : Rayons (bleus) et angle d'aspect de l'ordre de 90° (croix rouges) pour des élevations allant de 10° à 30° pour un azimut de 358°.	101
Fig. 98 : Météorite avec traînée.....	102
Fig. 99 : Météorite sans traînée.....	102
Fig. 100 : Irrégularité de couche F.....	103
Fig. 101 : Irrégularité de couche E.	103
Fig. 102 : Cohérence sur les temps longs.	106
Fig. 103 : Cohérence sur les temps courts.....	106
Fig. 104 : Cohérence sur les temps longs.	106
Fig. 105 : Cohérence sur les temps courts.....	106
Fig. 106 : Pavage en temps.	107
Fig. 107 : Pavage en fréquence.....	107
Fig. 108 : Pavage en temps et en fréquence.	108
Fig. 109 : Pavage de forme variable, analyse position échelle.	109
Fig. 110 : Base de Fourier (fonctions infiniment oscillantes).	109
Fig. 111 : Base d'ondelettes (fonctions localisées).	109
Fig. 112 : Algorithme de Mallat.	114
Fig. 113 : Transformation inverse.	115
Fig. 114 : Image de test.....	117
Fig. 115 : Décomposition en ondelettes de l'image test.	118
Fig. 116 : Approximation à l'échelle 5.	118
Fig. 117 : Détails à l'échelle 5.	119
Fig. 118 : Décomposition sous MATLAB.....	120
Fig. 119 : Reconstruction sous MATLAB.....	120
Fig. 120 : Position en Doppler de la cible dans l'image originale.....	121
Fig. 121 : Position en Doppler de la cible dans $D5$	121
Fig. 122 : Position en distance de la cible dans l'image originale.	121
Fig. 123 : Position en distance de la cible dans $D5$	121
Fig. 124 : Fouillis.....	122
Fig. 125 : Fouillis moins $D5$	122
Fig. 126 : Première recombinaison $S + 0,6A1 - A5 - 2D1 + 2D2 + 2D5$	123
Fig. 127 : Deuxième recombinaison $1,6A1 - A5 - 0,4D4 + D5 - 0,4D6$	123
Fig. 128 : Amplitude de la première recombinaison.	124
Fig. 129 : Amplitude de la deuxième recombinaison.....	124
Fig. 130 : Décomposition 1-D dans le sens des colonnes.	125
Fig. 131 : Image contenant trois cibles simulées dont une située dans le fouillis.	125
Fig. 132 : Résultat obtenu en utilisant les coefficients de la première recombinaison.	126
Fig. 133 : Résultat obtenu en utilisant les coefficients de la deuxième recombinaison.	126
Fig. 134 : Résultat avec coefficients adaptés aux cibles hors du fouillis.....	126

Fig. 135 : Image originale avec RSF de 12dB.	127
Fig. 136 : Résultat avec l'ondelette de Haar.	127
Fig. 137 : Amplitude avant traitement.	128
Fig. 138 : Amplitude après traitement $10S - 10A6 - 7D1 - 7D2 - 6,2D3 - 6D4 - 7,6D5 - 7,6D6$	128
Fig. 139 : Image radar avant <i>denoising</i>	128
Fig. 140 : Image radar après <i>denoising</i> avec une ondelette bi-orthogonale 2.8 (ordre 8 pour le filtre de décomposition et ordre 2 pour le filtre de reconstruction) et un seuillage à 1% de $A5$, 10% de $D5$, 10% de $D4$, 10% de $D3$, 20% de $D2$ et 20% de $D1$	128
Fig. 141 : Amplitude avant <i>denoising</i> (coefficients de l'ordre de 10).	129
Fig. 142 : Amplitude après <i>denoising</i> avec l'ondelette de Haar et un seuillage à 0,1% de $A5$, 0,3% de $D5$, 0,3% de $D4$, 0,3% de $D3$, 0,5% de $D2$ et 0,2% de $D1$	129
Fig. 143 : Résultat obtenu avec une ondelette Bi-Orthogonale 2.8.	130
Fig. 144 : Résultat obtenu avec une ondelette Coiflets d'ordre 3.	130
Fig. 145 : Résultat obtenu avec l'ondelette de Meyer numérique.	130
Fig. 146 : Résultat obtenu avec l'ondelette de Haar.	130
Fig. 147 : Résultat obtenu avec une ondelette Reverse Bi-Orthogonale 3.1 (filtre d'ordre 3 pour la décomposition et filtre d'ordre 1 pour la reconstruction).	131
Fig. 148 : Résultat obtenu avec une ondelette Reverse Bi-Orthogonale 4.4.	131
Fig. 149 : Image de fouillis de mer.	131
Fig. 150 : Décomposition avec une ondelette Bi-Orthogonale 2.4.	132
Fig. 151 : Extraction du spectre de mer. (a) spectre original ; (b) spectre de mer extrait avec $A4$	132
Fig. 152 : Hauteur des vagues calculée avec les données originales.	133
Fig. 153 : Hauteur des vagues calculées avec le spectre extrait à l'approximation d'échelle 4.	133
Fig. 154 : Image avant traitement.	133
Fig. 155 : Image après traitement.	133
Fig. 156 : Décomposition puis reconstruction sur le signal complexe.	134
Fig. 157 : Décomposition et reconstruction de la partie réelle.	134
Fig. 158 : Décomposition et reconstruction de la partie imaginaire.	134
Fig. 159 : Recombinaison de la partie réelle et de la partie imaginaire.	135
Fig. 160 : Temps-récurrences.	135
Fig. 161 : Temps-Doppler.	135
Fig. 162 : Fréquences-récurrences.	136
Fig. 163 : Fréquences-Doppler.	136
Fig. 164 : Distances-récurrences.	136
Fig. 165 : Distances-Doppler.	136
Fig. 166 : Décomposition en représentation temps-réurrence avec l'ondelette de Haar.	137
Fig. 167 : Représentation distance-Doppler des A_j et des D_j	137
Fig. 168 : Fouillis avec cible simulée en position 1.	138
Fig. 169 : Fouillis avec cible simulée en position 2.	138
Fig. 170 : Fouillis avec cible simulée en position 3.	138
Fig. 171 : Résultat pour la position 1.	139
Fig. 172 : Résultat pour la position 2.	139

Fig. 173 : Résultat pour la position 3.	139
Fig. 175 : Schéma bloc du traitement du signal	140
Fig. 174 : Position relative de la cible, position 1 en rouge et position 2 en bleu.	140
Fig. 176 : Signal original avec 3 cibles simulées dont une dans le fouillis.	141
Fig. 177 : Résultat du traitement.	141
Fig. 178 : Résultat après <i>denoising</i>	141
Fig. 179 : Amplitude des signaux, signal original en bleu et final en rouge.	142
Fig. 180 : Banc de filtres 2-D.	142
Fig. 181 : Décomposition 2-D de l'image.	144
Fig. 182 : Image distance-Doppler de $V3$ obtenue avec une ondelette Bi-Orthogonale 1.3.....	144
Fig. 183 : Image distance-Doppler de $A3$ obtenue avec une ondelette Bi-Orthogonale 1.3.....	144
Fig. 184 : Représentation temps-récurrences de l'image test.	145
Fig. 185 : Représentation distance-Doppler de l'image test.	145
Fig. 186 : Suppression du fouillis sur le module de la représentation temps-récurrence.	146
Fig. 187 : Résultat de la suppression du fouillis.....	146
Fig. 188 : Suppression de la cible sur le module de la représentation temps-récurrence.	146
Fig. 189 : Résultat de la suppression de la cible.....	146
Fig. 190 : Mise à un de l'amplitude de l'image test.....	147
Fig. 191 : Amplitude de l'image test à un plus bruit blanc.	147
Fig. 192 : Image distance-Doppler obtenue avec une amplitude valant un.....	147
Fig. 193 : Image distance-Doppler obtenue avec une amplitude bruitée.....	147
Fig. 194 : Traitement mixte.	148
Fig. 195 : Signal radar contenant 4 cibles simulées dont 2 dans le fouillis.....	148
Fig. 196 : Résultat obtenu sur les lignes de la représentation fréquence-Doppler.	149
Fig. 197 : Résultat après <i>denoising</i>	149
Fig. 198 : Amplitude de première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	149
Fig. 199 : Amplitude de deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	149
Fig. 200 : Résultat obtenu sur les colonnes de la représentation distance-récurrences.	150
Fig. 201 : Résultat après <i>denoising</i>	150
Fig. 202 : Amplitude de première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	150
Fig. 203 : Amplitude de deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	150
Fig. 204 : Signal original contenant une cible simulée.	151
Fig. 205 : Résultat après traitement 2-D et dénoising.....	151
Fig. 206 : Amplitude de la cible (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	151
Fig. 207 : Résultat du traitement 2-D.....	152

Fig. 208 : Amplitude de la première cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	152
Fig. 209 : Amplitude de la deuxième cible se trouvant dans le fouillis (avant traitement en bleu et après traitement en rouge).	152
Fig. 210 : Opérateur géodésique combiné avec l'EMD. De gauche à droite : image originale, résultat avec l'EMD 1-D, résultat après orthogonalisation de l'EMD. La cible est entourée en noir. [source : (116)].	157

Apport de la bipolarisation, du traitement adaptatif du signal et de la multirésolution à l'élimination du fouillis ionosphérique pour les radars haute fréquence à ondes de surface

L'ONERA mène, depuis quelques années, des études sur les radars hautes fréquences à ondes de surface (RHFS). Afin d'évaluer la capacité effective de surveillance maritime de ce type de radar, l'ONERA envisage de se doter d'un système de mesure. Le RHFS, grâce à sa capacité de détection au-delà de l'horizon radioélectrique, répond à la demande de couverture de larges zones maritimes. Classiquement, sa portée peut atteindre 500 km à 600 km, sous des azimuts de 90 à 120 degrés. Toutefois, le signal reçu par le radar contient la signature des cibles, le fouillis de mer (signal caractéristique de la propagation sur la surface de la mer) et le fouillis ionosphérique (signal rétrodiffusé par les instabilités d'ionisation dans l'ionosphère). Ces deux dernières contributions peuvent masquer des cibles car leur niveau est très important. Les présents travaux consistent à définir les traitements permettant de réduire le fouillis ionosphérique pour améliorer les performances de détection du radar HF à ondes de surface. La nature des signaux en présence et le système radar développé par l'ONERA ne permettent pas un traitement par polarimétrie, direction d'arrivée ou techniques adaptatives. Nous proposons d'exploiter les différences d'échelles de variations des signaux. Pour cela, nous avons développé des méthodes de séparation des contributions (cible, fouillis de mer et fouillis ionosphérique) ; nous utilisons l'analyse discrète en ondelettes, à une ou deux dimensions. L'avantage d'une telle approche est qu'elle permet de supprimer le fouillis ionosphérique, d'extraire le fouillis de mer (amélioration du calcul de paramètres océanographiques et amélioration de la détection de cibles) et de réduire le bruit inhérent au système radar.

Mots-clés : RADAR DOPPLER ; HAUTE FREQUENCES ; ONDELETTES ; IONOSPHERE ; FOUILLIS ; OCEANOGRAPHIE ; ONDES DE SURFACE ; BIPOLARISATION

Contribution of bipolarization, adaptive processing and multi-resolution to ionospheric clutter mitigation for high frequency surface wave radar.

The French Aerospace Lab ONERA has been studying properties of high frequency surface wave radars (HFSWR). In order to assess the effective efficiency of those radars ; the Lab. is building its own system. HFSWR, since they are not limited by the line of sight, allow to cover wide coastal areas. Typically, the coverage range can reach 500 km to 600 km, within an azimuth sector of 90° to 120°. However, in the received signal, target information is merged with sea clutter (signal resulting from interactions between the sea surface and the radar waves) and ionospheric clutter (signal backscattered by ionization instabilities which are flowing in the ionosphere).

So as to improve the HFSWR detection capabilities, our objective is to develop a way to mitigate the ionospheric clutter.

The signal properties and the features of the ONERA's radar system do not allow to use processing based on neither polarization nor adaptive techniques. We propose to take advantage of signal's variation scales. We have developed some wavelet-based algorithms, which are able to separate the signal's contribution (i.e. targets, ionospheric clutter and sea clutter). Those algorithms are using, one dimensional and two dimensional, discrete wavelet transforms. The interest of this kind of processing is that it can be used for clutter mitigation, remote sensing improvement and noise suppression.

Keywords : DOPPLER RADAR ; HIGH FREQUENCY ; WAVELETS ; IONOSPHERE ; CLUTTER ; REMOTE SENSING ; SURFACE WAVES ; BIPOLARIZATION